



# Etude de la réponse au cisaillement d'un milieu granulaire humide non-saturé.

Oliver Pozo

## ► To cite this version:

Oliver Pozo. Etude de la réponse au cisaillement d'un milieu granulaire humide non-saturé.. Analyse de données, Statistiques et Probabilités [physics.data-an]. Université Nice Sophia Antipolis, 2006. Français. NNT: . tel-00110199

**HAL Id: tel-00110199**

**<https://theses.hal.science/tel-00110199>**

Submitted on 26 Oct 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS – UFR Sciences  
Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

T H E S E  
pour obtenir le titre de  
Docteur en Sciences  
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis  
Discipline : physique

présentée et soutenue par

Oliver POZO

ETUDE DE LA REPONSE AU CISAILLEMENT D'UN MILIEU  
GRANULAIRE HUMIDE NON-SATURE

Thèse dirigée par L. PETIT  
soutenue le 15 juin à 14 heures  
dans la salle Claude Brot au  
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC)

Jury :

M.	G. Gutiérrez	Professeur à l'Universidad Simón Bolívar	Rapporteur
M.	C. Coste	Maître de conférence à l'Université Paris 7	Rapporteur
M.	J-P. Romagnan	Professeur à l'Université de Nice	Examineur
Mme.	N. Fraysse	Chargée de Recherche au CNRS (Nice)	Co-directrice de thèse
Mme.	N. Olivi-Tran	Chargée de Recherche au CNRS (Limoges)	Co-directrice de thèse
M.	L. Petit	Professeur à l'Université de Nice	Directeur de thèse

## RESUME

Ce travail de thèse concerne l'étude des effets de l'humidité sur la réponse au cisaillement d'un milieu granulaire. La contrainte de cisaillement évolue d'un comportement "bruité" en passant par un comportement de "stick-slip" pour revenir au comportement "bruité" lorsque le taux d'humidité augmente. Une étude des maxima et de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement a été faite à fin d'analyser les états statiques et dynamiques pendant le cisaillement. L'augmentation de la valeur moyenne des maxima de contrainte de cisaillement avec le taux d'humidité est rapprochée du modèle proposé par Halsey et Levine dans le cas statique. Dans le cas dynamique, l'étude de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement fait apparaître trois états correspondant à des quantités croissantes d'eau dans le système : un état granulaire, un état corrélé et un état viscoplastique pour reprendre une terminologie introduite par Tegzes. Un modèle de cohésion a été étudié numériquement par la méthode de la dynamique moléculaire sur un système à deux dimensions ; ce modèle permet de comprendre la dynamique de la bande de cisaillement. Nous avons aussi démontré expérimentalement que l'humidité ne conduit pas seulement à un effet spatial mais aussi à des effets temporels (vieillessement).

**mots-clés : humidité, contrainte de cisaillement, milieu granulaire, "stick-slip", bande de cisaillement, vieillissement, dynamique moléculaire, ponts liquides, ponts solides.**

## ABSTRACT

This work is an experimental study of the effects of moisture on the response of a granular medium to shear. The shear stress changes from a "noisy" behavior to a "stick-slip" behavior, to the "noisy" behavior again when the water content increases in the granular medium. A study of the maxima and of the amplitude of fluctuations of the shear stress was made, in order to analyze the static and dynamic states during shearing. The increase of the average value of the maxima in shear stress as a function of the water content agrees with the model of Halsey and Levine in the static case. In the dynamic case, the study of the amplitude of the fluctuations of the shear stress reveals three states corresponding to increasing levels of humidity in the surrounding atmosphere : a granular state, a correlated state and a viscoplastic state (terminology introduced by Tegzes). A model of cohesion was studied numerically with the molecular dynamics method on a two-dimensional system ; this model allows us to get insights into the dynamics of the shearing band. We also showed experimentally that moisture has not only spacial effects but also temporal effects (ageing) on the sheared granular medium.

**key words : humidity, shear stress, granular medium, "stick-slip", shear band, ageing, molecular dynamics, liquid bridge, solid bridge.**

## Remerciements

D'abord je voudrais dire un grand "Gracias" à mes deux encadrantes de thèse, mes deux Nathalies...

Merci Olivi-Tran, pour m'avoir encadré pendant ces trois années et demie, Nathalie merci pour ton "animo y carisma" impressionnant qui me laisse toujours la bouche ouverte, merci pour avoir eu le plaisir de te connaître, toujours prête à discuter et ouverte à toutes les idées. Merci pour me donner ta confiance et être autant avec moi dans la vie professionnelle et personnel. Un fuerte abrazo y muchas gracias Nathalie...

Merci Fraysse, merci pour avoir accepté d'être ton premier thésard, c'était un long voyage parfois dur pour tout les deux. Nathalie je te remercie pour être à l'écoute de mon travail, et de ma vie. Merci pour ton honnêteté dans les discussions, je te remercie pour me donner ta confiance dans le bon moment, muchas gracias Nathalie...

Agradezco vivamente al Prof. Gustavo Gutierrez que siempre ha estado al tanto de mi trabajo científico y me ha dado la posibilidad de compartir mi experiencia en el Laboratorio de Materia Condensada en Venezuela durante dos meses, esta oportunidad valió oro para mi ya que me permitió hacer un balance sobre mi vida personal y científica. Gustavo, para mi has sido mas que un profesor, me haz enseñado a hacer física "bonita" a partir de las cosas mas sencillas, "Chapeau, mon prof."

Merci à tous les membres du LPMC, qui m'ont toujours donnée une grand sourire dans les couloirs. Je remercie au Prof. L. Petit pour m'avoir accepté comme son étudiant en thèse, à Catherine (la chimiste) et Dede (le mécanicien) du LPMC pour m'aider dans les premiers pas de ce travail...

Je remercie au GDR-Midi, qui m'a permis d'être dans leurs réunions, et de faire partie de la communauté de discussion du milieu granulaire en France, ces réunions m'ont beaucoup aidé pour la rencontre d'autres chercheurs au cours de discussions enrichissantes...

Merci Dr. Coste et Prof. Gutiérrez, d'avoir bien voulu accepter la charge de rapporteur de ce travail de thèse...

Je remercie à toutes les copains thésards qui m'ont accompagné pendant ces trois années et demie, les journées de galettes des rois et du café à Limoges, merci Romano, François, Florine, aux thésards de Nice : Manolo, Mathieu, Baz, Laurent, Pascal, David, Davide, Pavel, Bachir, Céline, Olivier, Nico, Catherine, Jerome, Nadir, pour les grosses discussions de physique, politique et de fois de n'importe quoi parfois.



Agradezco, a todas esas personas que se me han cruzado en este camino durante los tres años y medio de este trabajo en Niza, aquellas personas que me preguntaban sobre la arena, y de como yo podia trabajar con arena en un sitio donde no habían playas de arena, gracias Alelie, Maruxa, Luke, Cesar, Jimmy, Gianfranco, Laura, Martxel, Marie, Greg, Fabio, Dominique, Diana, Heike, Stephy, Maria, Katja (les allemandes), Lola, Isa, Marilo, Patricia, Rosario (las andaluzas), Agathe, Embour, Paco, Carlos, Juangui, Carlos "el colombiano", Carlos "el boludo", Andrea, Orlando Verde, Johana, Manuela, Daniel, Mano, Evelyn, Lorena, Lluís, Caroline...

y claro no olvido al güey mas güey, que siempre dispuesto venia al laboratorio y a mi casa a discutir de cualquier cosa, gracias Santiago...te deseo todo lo mejor, un abrazo y cuidate mucho

Agradezco a mis amigos que estando lejos, siempre estuvieron pendiente de mis noticias, Oscar, Fernando, Larry, Marcio, Murdock, Edward, Javier, Ivan, Katty, Domingo, Patricia (la gente del COF, ese nicho de fisicos en la simon), Guerick, Helena, el toston, el rape (la gente del Oikos, donde di mis primeros pasos como montañista) Tony, Fabiola, Sophia, Alfonso, Tere, Enzo, el compadre, carlos gabriel...

Je remerci à la famille Renaud-Mina, merci Stephan, Empe, Camilo et Vincent, pour m'ouvrir les portes de chez vous et être toujours dans le bon moment... los quiero mucho...

Gracias a los elegidos de Lyon por estar ahí siempre, las dos Adrianas, Juancho, Maria, Esteban, Francisco, y el Jose, increíble aventura, no?... un fuerte abrazo a ustedes...

Merci au couple franco-belge, Guillaume et Lore, pour m'avoir permis d'être dans leurs voyages et dans leur vie...

Esta tesis va dedicada a mis padres, quienes aunque estando lejos siempre estuvieron ahí apoyandome espiritualmente, A mi hermanos Inti e Ivan, quienes recorremos a manos agarradas los pasos de la vida, esta hermosa oportunidad que nos dio el amor de nuestros padres... a mi abuela Blanca , a mis tíos Wladimir, Franklin, mis primos... a toda mi familia los quiero mucho...

y gracias Graciela...

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Friction, humidité et milieux granulaires</b>	<b>21</b>
<b>1</b>	<b>Friction</b>	<b>23</b>
1.1	Introduction au frottement solide-solide : de Coulomb à Persson . . . . .	24
1.1.1	Modèle de Coulomb . . . . .	24
1.1.2	Modèle de Bowden et Tabor . . . . .	25
1.1.3	Quel rôle joue la vitesse dans la force de friction ? . . . . .	26
1.1.4	Modèle de Dieterich, Rice et Ruina (DRR) . . . . .	30
1.1.5	Présence de nanocontacts . . . . .	31
1.2	Friction milieu granulaire-solide . . . . .	34
1.2.1	Introduction aux milieux granulaires : Qu'est-ce qu'un milieu granulaire ? . . . . .	34
1.2.2	Cisaillement d'un milieu granulaire . . . . .	34
1.3	Friction à l'intérieur d'un milieu granulaire . . . . .	46
1.4	Conclusion . . . . .	50
<b>2</b>	<b>Humidité</b>	<b>55</b>
2.1	Expériences sur les milieux granulaires cohésifs . . . . .	55
2.1.1	Expériences d'angle d'avalanche . . . . .	55
2.1.2	Autres expériences dynamiques . . . . .	57
2.2	Effets de l'humidité en friction solide . . . . .	60
2.3	Description des interactions cohésives . . . . .	61
2.3.1	Point de vue microscopique : ponts capillaires et ponts solides . .	62
2.3.2	Modèle de Halsey-Levine de la force capillaire entre deux surfaces rugueuses . . . . .	66
2.3.3	Point de vue macroscopique : modèle de contraintes d'adhésion . .	67
2.4	Conclusion . . . . .	68
<b>3</b>	<b>Vieillessement d'un milieu granulaire</b>	<b>71</b>
3.1	Vieillessement comme processus mécanique . . . . .	71
3.1.1	Vieillessement et angle d'avalanche . . . . .	71
3.1.2	Vieillessement dans le "stick-slip" . . . . .	76
3.2	Réactions chimiques dans le vieillissement d'un milieu granulaire . . . . .	79

3.3 Conclusion . . . . .	82
--------------------------	----

## II Expériences de friction au sein d'un milieu granulaire humide 83

<b>4 Montage et Protocole Expérimentaux</b>	<b>85</b>
4.1 Cellule de cisaillement . . . . .	86
4.1.1 Principe de la cellule de cisaillement . . . . .	86
4.1.2 Détail de la cellule de cisaillement . . . . .	86
4.2 Système de contrôle et d'acquisition et de données . . . . .	89
4.2.1 Mesure et contrôle du taux d'humidité . . . . .	89
4.2.2 Mesure et contrôle de la température . . . . .	92
4.2.3 Contrainte normale . . . . .	93
4.2.4 Contrainte de cisaillement . . . . .	94
4.2.5 Mesure de la vitesse d'entraînement du milieu granulaire . . . . .	95
4.3 Préparation des échantillons . . . . .	96
4.3.1 Choix des milieux granulaires . . . . .	96
4.3.2 Tamisage . . . . .	96
4.3.3 Lavage et rinçage . . . . .	97
4.3.4 Séchage . . . . .	99
4.3.5 Rétamisage . . . . .	99
4.3.6 Mise en place du milieu granulaire dans la cellule de cisaillement . . . . .	99
4.3.7 Pré-cisaillement : "état initial" . . . . .	100
<b>5 Présentation des résultats et discussion</b>	<b>101</b>
5.1 Caractéristiques du signal de contrainte de cisaillement . . . . .	102
5.2 Influence de la vitesse sur la contrainte de cisaillement . . . . .	111
5.3 Influence de la taille des billes sur la moyenne de la contrainte de cisaillement	113
5.4 Influence de l'humidité sur la moyenne de la contrainte de cisaillement . . . . .	115
5.5 Etude détaillée des fluctuations de la contrainte de cisaillement . . . . .	117
5.5.1 Etude des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement	117
5.5.2 Etude de l'amplitude des fluctuations . . . . .	121
5.5.3 Etude détaillée des événements "montée" des fluctuations . . . . .	124
5.5.4 Etude détaillée des événements "descente" des fluctuations . . . . .	127
5.6 Influence de la raideur de mesure sur la contrainte de cisaillement . . . . .	133
5.7 Evolution de la contrainte de cisaillement avec le temps : vieillissement . . . . .	142

## III Simulation de la friction au sein du milieu granulaire

<i>Table des matières</i>	5
<b>humide</b>	<b>149</b>
<b>6 Analyse numérique</b>	<b>151</b>
6.1 Introduction . . . . .	151
6.2 Forces en présence . . . . .	152
6.2.1 Mesure de grandeurs . . . . .	154
6.3 Article : Constant rate shearing in two-dimensional cohesive discs. <i>J. of Physics: Condens. Matter</i> . . . . .	156
 <b>IV Conclusion et perspectives</b>	 <b>167</b>
<b>7 Principaux résultats</b>	<b>169</b>
<b>8 Perspectives</b>	<b>173</b>
<b>ANNEXE</b>	<b>175</b>
<b>A Introduction à la dynamique moléculaire : description du modèle</b>	<b>177</b>
A.0.1 Initialisation . . . . .	178
A.0.2 Détection des interactions . . . . .	179
A.0.3 Conditions de bord périodiques . . . . .	181
A.0.4 Intégration des équations du mouvement . . . . .	182



# Table des figures

1.1	Dans les deux configurations (a) et (b) la force nécessaire à la mise en mouvement des patins $P_1, P_2$ et $P_3$ est toujours la même. . . . .	24
1.2	Force en fonction du temps lorsque les trois patins sont tirés. . . . .	25
1.3	Evolution du coefficient de frottement statique avec le temps $t_w$ pour différents matériaux. Graphique extrait de Heslot <i>et al.</i> [1] . . . . .	27
1.4	Coefficient de frottement dynamique en fonction de la vitesse (cercles blancs), ces expériences ont été faites avec des interfaces de carton bristol. Graphique extrait de Heslot <i>et al.</i> [1] . . . . .	28
1.5	Coefficient de friction en fonction du temps dans le régime du "stick-slip". Pour cette expérience Heslot <i>et al.</i> [1] ont utilisé un patin avec une masse de 2.1 kg qui est entraîné à une vitesse de $10 \mu\text{m.s}^{-1}$ avec un ressort de raideur $1.5 \times 10^4 \text{ N.m}^{-1}$ . Le temps de "slip" vaut $3.8 \times 10^{-2} \text{ s}$ . Graphique extrait de Heslot <i>et al.</i> [1] . . . . .	29
1.6	Diagramme de stabilité dans le plan $V - k/P$ pour le PMMA à une température de $24^\circ\text{C}$ (cercles blancs) et à une température de $72^\circ\text{C}$ (cercles noirs). En dessous de la ligne le système est dans le régime de "stick-slip". Graphique extrait de Baumberger <i>et al.</i> [2] . . . . .	29
1.7	Réponse du coefficient de frottement dynamique en régime de glissement continu lors d'un saut de vitesse d'entraînement $V$ . Courbe extraite de Dieterich [3]. . . . .	30
1.8	Modèle de nanoblocs de Persson. . . . .	32
1.9	Chemin de la contrainte de chaque bloc en fonction du déplacement moyen. Courbe extraite de Baumberger <i>et al.</i> [2]. . . . .	33
1.10	Diagramme de l'expérience de Nasuno. Le patin est poussé et les variations des déplacements horizontal et vertical du patin sont mesurées. Figure extraite de Nasuno <i>et al.</i> [4]. . . . .	35
1.11	Trois régimes observés par Nasuno : (a) "stick-slip" à une vitesse d'entraînement de $5.67 \mu\text{m.s}^{-1}$ , (b) Oscillations inertielles à une vitesse d'entraînement de $5.67 \text{ mm.s}^{-1}$ , (c) glissement stationnaire à une vitesse d'entraînement de $11.33 \text{ mm.s}^{-1}$ . Dans tous les cas $k = 1077 \text{ N.m}^{-1}$ et $M = 10.90 \text{ g}$ . . . . .	36

1.12	Déplacement vertical et vitesse instantanée horizontale en fonction du temps ( $k = 135 \text{ N.m}^{-1}$ , $M = 11.33 \text{ g}$ et $V = 226.7 \mu\text{m.s}^{-1}$ ). Courbe extraite de Lacombe <i>et al.</i> [5]. . . . .	36
1.13	Résultats numériques : déplacement et dilatation dans le régime de "stick-slip" ( $k = 135 \text{ N.m}^{-1}$ , $V = 110 \mu\text{m.s}^{-1}$ , $m = 10 \text{ g}$ ). Courbe extraite de Lacombe <i>et al.</i> [6]. . . . .	37
1.14	Schéma de l'expérience de de Ryck. Figure extraite de Lubert et de Rick [7]	38
1.15	(a) Coefficient de friction dynamique en fonction du temps et en fonction du déplacement linéaire moyen à différentes valeurs de la charge normale. (b) Déplacement vertical du couvercle en fonction du temps pour les différentes expériences présentées en (a). Courbes extraites de Lubert et de Rick [7] . . . . .	38
1.16	Contrainte de cisaillement normalisée ( $T/N$ ) et dilatation associée en fonction du déplacement. La charge normale est de $9.73 \text{ kPa}$ et les vitesses d'entraînement sont : $11 \mu\text{m.s}^{-1}$ (cercles), $110 \mu\text{m.s}^{-1}$ (carrés), et $1100 \mu\text{m.s}^{-1}$ (étoiles). Le graphique inclus montre le début du processus de cisaillement. Graphique extrait de Coste [8] . . . . .	39
1.17	Contrainte de cisaillement normalisée ( $T/N$ ) et dilatation associée en fonction du déplacement pour des expériences de type "stop and go". La contrainte normale est de $9.73 \text{ kPa}$ et la vitesse d'entraînement est de $44 \mu\text{m.s}^{-1}$ . Graphique extrait de Coste [8] . . . . .	40
1.18	Variation du coefficient de friction ( $\Delta\mu$ ) en fonction du temps d'attente entre l'arrêt et la mesure. L'échantillon mesuré juste après avoir versé l'échantillon est représenté par des cercles et les triangles représentent une mesure juste après la première expérience. Graphique extrait de Coste [8]	41
1.19	Graphique de la distance caractéristique en fonction du temps d'attente entre l'arrêt et la mesure. L'expérience a été faite à différentes vitesses d'entraînement ( $\nabla 5.5 \mu\text{m.s}^{-1}$ , $\circ 11 \mu\text{m.s}^{-1}$ , $\diamond 22 \mu\text{m.s}^{-1}$ , $\bullet 44 \mu\text{m.s}^{-1}$ , $\Delta 88 \mu\text{m.s}^{-1}$ ). Courbes extraites de Coste [8] . . . . .	42
1.20	Schéma de l'expérience biaxiale de Mair. Schéma extrait de Mair <i>et al.</i> [9].	43
1.21	Coefficient de friction en fonction de la distance de déplacement du cisaillement pour deux types de grains: angulaires et sphériques. L'expérience a été faite à une contrainte normale de $5 \text{ MPa}$ . Courbes extraites de Mair <i>et al.</i> [9]. . . . .	43
1.22	Coefficient de friction en fonction de la distance de déplacement du cisaillement pour deux types de distributions de taille des grains. La géométrie des grains est sphérique. Courbes extraites de Mair <i>et al.</i> [9]. . . . .	44

1.23	(a) Illustration de formations possibles de chaînes de forces dans un milieu granulaire cisailé. Exemples de chaînes des forces : (b) grains de géométrie angulaire (c) grains de géométrie sphérique monodisperse (d) grains de géométrie sphérique polydisperse. La ligne solide représente l'orientation la plus stable et les lignes pointillées représentent les orientations stables limites. Schéma extrait de Mair <i>et al.</i> [9]. . . . .	44
1.24	Schéma de l'expérience de Frye [10] <i>et al.</i> pour étudier le rôle des degrés de liberté du milieu dans la friction granulaire. Figure extraite de Frye <i>et al.</i> [10] . . . . .	45
1.25	(a) : coefficient de friction en fonction de la déformation pour deux types de configurations du milieu granulaire: sable angulaire de quartz (trois degrés de liberté) et tiges de quartz (deux degrés de liberté). (b) : correspondance de la dilatation du milieu avec le coefficient de friction pour des tiges de quartz. Graphiques extraits de Frye <i>et al.</i> [10] . . . . .	46
1.26	Processus schématique de la formation de la bande de cisaillement. Figure extraite de Török <i>et al.</i> [11] . . . . .	46
1.27	Schéma de l'expérience de Fenistein et van Hecke. Figure extraite de Fenistein <i>et al.</i> [12]. . . . .	47
1.28	Schéma de l'expérience faite par Albert <i>et al.</i> [13]. La tige permet de mesurer la force de traînage du milieu granulaire. Figure extraite de Albert <i>et al.</i> [13]. . . . .	47
1.29	Graphiques des trois régimes (periodique, aléatoire et "stepped") de fluctuations observés par Albert <i>et al.</i> [13]. La transition entre ces trois régimes est déterminée par la taille de grains, la profondeur d'insertion de la tige et le diamètre du cylindre. Figure extraite de Albert <i>et al.</i> [13].	48
1.30	Distribution des maxima et minima dans le régime périodique de fluctuations. Cette expérience a été faite avec un cylindre de diamètre $d_c=16$ mm, des billes avec un diamètre $d_b=0.9$ mm et la tige est enfoncée sur une profondeur $H_p=60$ mm. . . . .	49
1.31	Effet de l'augmentation de la valeur de la raideur $k$ du ressort. A des valeurs fortes de la raideur le caractère non linéaire va apparaître dans le signal, parallèlement les effets inertiels vont apparaître dans le signal. Figure extraite de Albert <i>et al.</i> [13]. . . . .	49
1.32	(a) Spectre de puissance pour différentes valeurs de $k$ dans le régime périodique. La raideur $k$ a été variée entre 25 et 100 N.cm <sup>-1</sup> . L'expérience correspond à des valeurs de $H_p = 80$ mm, $d_c=16$ mm, $d_b = 0.9$ mm. (b) Spectre de puissance pour différents valeurs de $V$ dans le régime périodique. La vitesse $V$ a été variée entre 0.05 et 0.2 mm.s <sup>-1</sup> . L'expérience correspond à des valeurs de $H_p = 60$ mm, $d_c = 16$ mm, $d_b = 0.9$ mm. Figure extraite de Albert <i>et al.</i> [13]. . . . .	50



1.33	Histogrammes des maxima et minima de la force à différentes profondeurs $H_p$ . Le régime "périodique" présente deux pics bien séparés, lorsque la profondeur augmente les deux pics se superposent. Figure extraite de Albert <i>et al.</i> [13]. . . . .	51
1.34	Diagramme schématique des chaînes de forces qui se forment dû à la présence des parois. Figure extraite de Albert <i>et al.</i> [13]. . . . .	51
1.35	Schéma de l'expérience de Gheng et Behringer [14]. La plaque inférieure tourne et elle entraîne la mise en mouvement du milieu granulaire. La force à l'intérieur du milieu est mesurée. Figure extraite de Geng <i>et al.</i> [14].	52
1.36	Force en fonction du temps à différentes vitesses angulaires. Les vitesses angulaires sont : (a) $6.3 \times 10^{-6}$ Hz (b) $5.0 \times 10^{-4}$ Hz , (c) $8.7 \times 10^{-4}$ Hz. . . .	52
2.1	Différents types d'expériences pour mesurer l'angle de talus. . . . .	56
2.2	Angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) et angle de repos ( $\theta_r$ ) en fonction de la pression de vapeur relative pour deux types de liquides : n-heptane et eau. Graphiques extraits de Fraysse <i>et al.</i> [15] . . . . .	56
2.3	Dépendance de l'accélération de fluidisation en fonction de la quantité d'eau ajoutée, à différentes fréquences. Le diamètre des billes est de 138 $\mu\text{m}$ . Courbe extraite de Geromichalos <i>et al.</i> [16] . . . . .	58
2.4	Contrainte de cisaillement pour des poudres de quartz à différentes valeurs du taux d'humidité et à une force normale de 25 MPa. Graphiques extraits de Frye <i>et al.</i> [17] . . . . .	59
2.5	(a) Schéma de l'expérience de cisaillement annulaire. Une charge normale $N$ est appliquée sur l'échantillon. Le couple et les changements de la hauteur du couvercle sont mesurés, (b) Observation des deux régimes: glissement stable et "stick-slip", la charge normale appliquée a été de 62kPa. Courbe extraite de Cain <i>et al.</i> [18] . . . . .	60
2.6	Valeurs de la moyenne et des maxima et minima de la contrainte en fonction de la vitesse. (a) $RH=23 \pm 4\%$ , (b) $RH=38 \pm 4\%$ . La charge normale appliquée a été de 62kPa. Courbe extraite de Cain <i>et al.</i> [18] . . . . .	60
2.7	Schéma de l'expérience de Dieterich et Conrad [19] : cisaillement d'une roche par d'autres roches à hautes pressions. Figure extraite de Dieterich et Conrad [19] . . . . .	61
2.8	Contrainte de cisaillement pour des roches de quartz à une pression de 1.7 MPa. La vitesse moyenne est donnée au dessus du signal en $\mu\text{m.s}^{-1}$ . Courbe extraite de Dieterich <i>et al.</i> [19] . . . . .	61
2.9	Angles maximum de stabilité expérimental et numérique en fonction du taux d'humidité: (a) atmosphère humidifiée avec de l'heptane, (b) atmosphère humidifiée avec de l'eau. Courbe extraite de Olivi-tran <i>et al.</i> [20] . . . . .	63

2.10	Photographies faites par MEB (Microscopie Electronique à Balayage) de ponts solides dus à des réactions chimiques entre le verre sodo-calcique et l'eau. Photos de Olivi-Tran <i>et al.</i> [20]. (a) Photo d'un pont solide qui s'est formé entre deux billes. (b) Restes d'un pont solide cassé sur la surface d'une bille. . . . .	64
2.11	Valeur absolue du rayon de Kelvin en fonction de la pression de vapeur relative pour l'eau à 298 K . Courbe extraite de Restagno [21]. . . . .	65
2.12	Région de contact entre deux sphères rugueuses de rayon $R$ . . . . .	67
2.13	La force d'adhésion en fonction du volume du liquide au contact entre les deux grains permet de distinguer trois régimes: I) régime d'aspérité, II) régime de rugosité et III) régime sphérique. Graphique extrait de Halsey <i>et al.</i> [22]. . . . .	67
2.14	Tas de sable. L'angle $\theta$ représente l'angle de repos du tas et l'angle $\alpha$ est l'angle auquel le tas va relaxer; cet angle dépend de la cohésion du milieu granulaire. . . . .	68
3.1	(a) Vieillissement de l'angle maximum de stabilité pour $\theta_{ref} = 0^\circ$ et pour $\theta_{ref} = 28^\circ$ (b) Vieillissement pour deux types de billes de verre: avant lavage et après lavage. Figures extraites de [21] . . . . .	72
3.2	Représentation graphique des ponts liquides entre les aspérités de deux surfaces. . . . .	73
3.3	Evolution de l'angle de première avalanche. La tangente de l'angle est tracée en fonction de $\log(t_w)/\cos\theta_w(t_w)$ à différentes valeurs de pression de vapeur d'eau (triangles: 15%, pentagones: 27%, carrés: 36,1 % et cercles: 45.5 %.) Graphique extrait de Bocquet <i>et al.</i> [23]. . . . .	75
3.4	Angle maximum de stabilité $\theta_m$ en fonction du logarithme du temps d'attente $t_w$ dans un tambour tournant. Pour cette expérience les auteurs ont utilisé des billes de verre de diamètre compris entre 200 et 250 $\mu\text{m}$ . Est également représenté $\tan\theta_m$ en fonction de $\log t_w/\cos\theta_m$ . Graphique extrait de Restagno <i>et al.</i> [24]. . . . .	76
3.5	Evolution de l'angle maximum de stabilité $\theta_m$ en fonction du temps d'attente à différentes valeurs du taux d'humidité. Graphique extrait de Restagno <i>et al.</i> [24] . . . . .	76
3.6	Milieu granulaire poussé par un ressort dans une colonne (expérience d'Ovarlez). L'atmosphère injectée est contrôlée en humidité. Figure extraite de Ovarlez <i>et al.</i> [25, 26] . . . . .	77
3.7	(a) Force de résistance à la poussée des billes d'acier dans un tube en dural, dans le régime de "stick-slip". (b) Forces minimale $F_{min}$ et maximale $F_{max}$ lors d'un événement de "stick-slip". Figures extraites de [26, 25] . . . . .	78
3.8	Coefficient $k\mu_s$ en fonction du temps de blocage $t_{stick}$ dans le régime de "stick-slip". Figures extraites de Ovarlez <i>et al.</i> [26, 25]. . . . .	78

3.9	Evolution de la résistance à la traction de deux types de fibres de verre en présence d'humidité (traits continus) et immergées dans l'eau (traits discontinus). Figure extraite de Ehrentein <i>et al.</i> [27, 28] . . . . .	79
3.10	Réactions corrosives à la surface du verre de silice avec l'eau. . . . .	80
3.11	Evolution de l'angle d'avalanche en fonction du temps d'attente pour différentes valeurs du pH. Figure extraite de Gayvallet <i>et al.</i> [29]. . . . .	81
3.12	Région de contact entre les deux grains. La force d'adhésion est proportionnelle à $\pi d_b \epsilon$ . Figure extraite de Gayvallet <i>et al.</i> [29]. . . . .	81
3.13	Variation asymptotique de l'angle d'avalanche en fonction de $1/d_b^2$ (cas pH=7). Figure extrait de Gayvallet <i>et al.</i> [29]. . . . .	82
4.1	Schéma de l'ensemble du montage expérimental. . . . .	86
4.2	Principe du cisaillement "milieu granulaire contre milieu granulaire" à vitesse imposée. . . . .	87
4.3	Schéma de la cellule de cisaillement. . . . .	88
4.4	Schéma de la cellule de cisaillement introduite dans une enceinte hermétiquement close. . . . .	89
4.5	Schéma du système d'homogénéisation du taux d'humidité dans la cellule de cisaillement. . . . .	91
4.6	Niveaux de taux d'humidité (45 % et 76 %) dans leur état stationnaire mesurés par les capteurs 1 et 2 respectivement à l'extérieur et à l'intérieur de la cellule de cisaillement. . . . .	92
4.7	Photographies du silica gel dans la cellule de cisaillement. . . . .	92
4.8	Schéma du système de chauffage. Vue latérale et vue de dessus. . . . .	93
4.9	Schéma de l'expérience pour mesurer la vitesse angulaire moyenne réelle $\omega_r$ de la partie supérieure de la cellule de cisaillement. . . . .	96
4.10	Photo par microscopie optique des billes: (a) PMMA sans lavage; (b) billes de verre sans lavage. . . . .	98
4.11	Photographie par microscopie optique en lumière polarisée des billes de verre: (a) avant lavage; et (b) après lavage. . . . .	98
4.12	Photographie par microscopie électronique à balayage des billes de verre: (a) avant et (b) après lavage. . . . .	99
5.1	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen. La vitesse angulaire vaut $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , les billes ont un diamètre moyen de $357.5 \mu\text{m}$ , $\sigma_n=315 \text{ Pa}$ . . . . .	103
5.2	Zoom de la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen. La vitesse angulaire vaut $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , les billes ont un diamètre compris entre 315 et $400 \mu\text{m}$ . . . . .	104
5.3	. . . . .	106

5.4	Graphique qui montre le résultat du calcul des maxima et minima. Le taux d'humidité est de 93%, la vitesse angulaire de $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre moyen des billes vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	107
5.5	Graphique qui montre le résultat du calcul des maxima et minima. Le taux d'humidité est de 13%, la vitesse angulaire de $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre moyen des billes vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	108
5.6	Contrainte moyenne de cisaillement en fonction de la vitesse angulaire d'entraînement pour différents taux d'humidité et deux diamètres moyens de billes. (a) $d_b=357.5 \mu\text{m}$ , (b) $d_b=715 \mu\text{m}$ . . . . .	112
5.7	Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité relatif pour deux tailles de billes de verre ( $357.5 \mu\text{m}$ et $715 \mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	114
5.8	Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité relatif pour deux tailles de billes de verre ( $357.5 \mu\text{m}$ et $715 \mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut $\omega=3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	114
5.9	Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité relatif pour deux vitesses angulaires différentes ( $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ et $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ ). Le diamètre moyen des billes de verre vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	115
5.10	Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux relatif d'humidité pour deux vitesses angulaires différentes ( $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ et $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ ). Le diamètre moyen des billes de verre vaut $715 \mu\text{m}$ . . . . .	116
5.11	Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité. Le diamètre moyen des billes vaut $357.5 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	118
5.12	Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité. Le diamètre moyen des billes est $357.5 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut $\omega=3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	119
5.13	Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité. Le diamètre moyen des billes vaut $715 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	119
5.14	Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité. Le diamètre moyenne des billes vaut $715 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut $\omega=3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	120
5.15	Moyenne de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité relatif pour deux tailles de billes ( $357.5 \mu\text{m}$ et $715 \mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	122
5.16	Moyenne de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité, cette mesure a été faite pour deux tailles de billes ( $357.5 \mu\text{m}$ et $715 \mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut $\omega=3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	122

5.17	Photos des billes de verre par microscopie électronique à balayage, prises par B. Soulestin (ENSCI-Limoges). (a) Surface d'une bille de verre avant de l'introduire dans la cellule de cisaillement; (b) surface d'une bille de verre après une expérience de cisaillement à 98% de taux d'humidité. . .	124
5.18	Histogramme des durées des événements "montée" à différents taux d'humidité pour une taille moyenne de billes de $357.5 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ (b) vitesse angulaire d'entraînement $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	125
5.19	Histogramme des durées des événements "montée" à différents taux d'humidité pour une taille moyenne de billes de $715 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ (b) vitesse angulaire d'entraînement $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	126
5.20	Histogramme des durées des événements "descente" à différents taux d'humidité pour une taille moyenne de billes de $357.5 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ (b) vitesse angulaire d'entraînement $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	128
5.21	Histogramme des événements "descente" à différents taux d'humidité pour une taille de billes de $715 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ (b) vitesse angulaire d'entraînement $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	129
5.22	Exemple pour mesurer le déplacement moyenne pendant un événement "slip": nous prenons le rapport entre le le nombre des événements "slip" et le déplacement moyen ( $\delta d$ ) de la contrainte de cisaillement; $\bar{d}_{bille}=357.5 \mu\text{m}$ , $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . . . . .	131
5.23	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%); $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut $357.5 \mu\text{m}$ et la raideur de la lame de torsion $K=2.7 \text{ mN.m}$ . .	133
5.24	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%); $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut $357.5 \mu\text{m}$ et la raideur de la lame de torsion $K=6.9 \text{ mN.m}$ . .	134
5.25	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de $K=11.7 \text{ mN.m}$ ; $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	135
5.26	(a) Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de $K=82 \text{ mN.m}$ (b) Zoom de la contrainte de cisaillement pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur $K=82 \text{ mN.m}$ . La vitesse angulaire $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	138

5.27	(a) Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de $K=506$ mN.m.(b) Zoom de la contrainte de cisaillement pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de $K=506$ mN.m. La vitesse angulaire $\omega=0.84$ mrad.s <sup>-1</sup> , le diamètre de billes moyen vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	139
5.28	(a) Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de $K=3332$ mN.m.(b) Zoom de la contrainte de cisaillement pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur $K=3332$ mN.m. La vitesse angulaire $\omega=0.84$ mrad.s <sup>-1</sup> , le diamètre de billes moyen vaut $357.5 \mu\text{m}$ . . . . .	140
5.29	Logarithme de la période en fonction du logarithme de la raideur de la lame de torsion à un fort taux d'humidité (98%). La droite correspond à l'équation du meilleur ajustement linéaire des données. . . . .	141
5.30	Mise en évidence du vieillissement sur la contrainte de cisaillement dans un milieu granulaire composé de billes de verre sodo-calcique soumis à un fort taux d'humidité (95 % RH), $\sigma_n=315$ Pa. (a) $\omega=0.84$ mrad.s <sup>-1</sup> , $t_w = 0$ et $t_w=12$ heures, (b) $\omega=3.45$ mrad.s <sup>-1</sup> , $t_w = 0$ et $t_w=125$ heures. . . . .	143
5.31	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour une atmosphère à faible taux d'humidité (10 % RH). Le milieu granulaire a été composé par des billes de verre. Les signaux correspondent à deux temps d'attente ( $t_w=0$ et $t_w=12$ heures), $\bar{d}_{bille}=357.5 \mu\text{m}$ , $\omega=0.84$ mrad.s <sup>-1</sup> . . . . .	144
5.32	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour des billes de PMMA. Le milieu granulaire a été composé par des billes de verre. Les signaux correspondent à deux taux d'humidité (5 % et 98 %), au même temps d'attente $t_w=0$ et à une vitesse angulaire $\omega=0.84$ mrad.s <sup>-1</sup> . La contrainte normale $\sigma_n$ vaut 102 Pa. . . . .	144
5.33	Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour des billes de PMMA à fort taux d'humidité (95 % RH), pour deux temps d'attente ( $t_w=0$ et $t_w=36$ heures), et une vitesse angulaire d'entraînement de $0.84$ mrad.s <sup>-1</sup> . La contrainte normale $\sigma_n$ vaut 102 Pa. . . . .	145
5.34	Evolution temporelle de la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement pendant quelques mesures effectuées sur un système vieilli. . . . .	146
6.1	Cliché de la simulation du cisaillement des disques à une vitesse imposée. . . . .	151
6.2	Vecteurs normal et tangentiel pour deux particules $i,j$ en contact. . . . .	152
A.1	Clichés de la cellule de cisaillement à deux dimensions. (a) Premier cliché pendant l'initialisation du système; (b) cliché après avoir "allumé" les forces dans le système (cohésion, vitesse imposée, gravité, frottement). . . . .	178

A.2	Recherche des paires de $N$ particules en interactions sur tout l'ensemble. L'évaluation est faite en cherchant les possibles contacts dans toutes les paires possible ( $N \times N$ ) du système granulaire. . . . .	180
A.3	Partitionnement de l'espace en cellules carrées permettant de définir un voisinage. L'évaluation pour chercher des particules qui sont en contacts est faite dans les cellules voisines. . . . .	181
A.4	La liste de Verlet: on cherche les contacts possibles parmi les particules situées dans un rayon $R_{Verlet}$ . . . . .	182
A.5	Schéma des conditions de bord périodiques. Les particules noires sur les bords droit et gauche sont en contact. . . . .	183

# Introduction

Il faut vaincre la force de frottement afin de faire glisser un patin sur une surface. Cette force de frottement a été observée par Léonard De Vinci dès le 16ème siècle et a été étudiée par Coulomb au 18ème siècle [30]. Les travaux de De Vinci et Coulomb ont conduit à la formulation de lois empiriques, lois que nous utilisons toujours actuellement. Il faut attendre le milieu du 20ème siècle et les travaux de Bowden et Tabor [31] pour établir avec des bases physiques les lois de friction entre deux solides. Après les travaux de Bowden et Tabor, d'autres études ont été menées par Dieterich [32, 33, 3, 34], Ruina [35], Heslot [1] et Baumberger [36, 37, 38, 2], dirigées vers les instabilités du frottement. L'alternance entre états statiques et dynamiques est appelée "stick-slip" (collage-glissement en français). Ces études nous présentent que la force de frottement ne dépend pas seulement de la vitesse, mais également de l'histoire du glissement. Un comportement de "stick-slip" a été observé de la même façon dans une interaction milieu granulaire-solide, c'est-à-dire un patin qui glisse sur un milieu granulaire [4, 5].

Tout d'abord on se pose la question : Qu'est-ce qu'un milieu granulaire ? On peut le définir comme un ensemble de particules, de taille plus ou moins grande (du grain de sable au bloc de pierre de plusieurs mètres), de forme plus ou moins complexe (de la sphère "parfaite" au polyèdre anguleux), ces particules interagissant par contacts. Les interactions en jeu sont le frottement et le contact normal. Ces interactions, a priori simples, peuvent générer une gamme de comportements surprenants : ségrégation [39], formation irrégulière de chaînes de force [40], fluidisation par vibration [41] entre autres. De façon générale, les milieux granulaires sont au centre de nombreuses activités industrielles : génie civil (bétons, stabilité des sols), agro-alimentaire (stockage et transport des céréales), pharmaceutique (médicaments, cosmétiques) ou génie chimique. L'autre grand domaine d'application des milieux granulaires est la géophysique.

Comme on l'a déjà indiqué, un de ces comportements est l'observation du "stick-slip" dans une interaction milieu granulaire-solide. Cette interaction est produite par le glissement d'un patin sur un milieu granulaire [4, 5, 42, 43, 14, 44, 7]. Dans la littérature, il existe une forte discussion sur la façon dont le "stick-slip" se produit dans le milieu granulaire lorsqu'il est soumis à un cisaillement de la part d'un patin, la question fondamentale étant : le déplacement de glissement pendant le "stick-slip" est-il produit au niveau de la surface des grains (correspondant à des petits réarrangements à l'échelle d'un dixième de grain) [45, 8] ou se produit-il au niveau de la taille de quelques grains



(correspondant à un déplacement relatif à l'échelle de quelques grains) ? [4, 5]. Cette thèse sera menée en essayant de répondre à cette question.

Notre intérêt principal est d'étudier l'influence de l'humidité sur un milieu granulaire soumis à un cisaillement. Les différents comportements mentionnés plus haut (fluidisation, ségrégation) sont observés sur des milieux granulaires secs, c'est-à-dire que les interactions qui se produisent entre les particules sont des collisions. Alors, que se passe-t-il si on change l'atmosphère sèche en une atmosphère humide ? Evidemment les interactions vont changer, on va observer l'apparition de ponts capillaires [22] et d'éventuels ponts solides (si la physico-chimie du système le permet) [15, 20]. Ces ponts liquides et ponts solides vont ajouter des interactions cohésives entre les grains et ils vont entraîner d'autres comportements du milieu granulaire (par exemple augmentation de l'angle d'avalanche dans un tambour tournant [15] et apparition de propriétés viscoplastiques dans un écoulement [46]). On va mener cette thèse en faisant varier le taux d'humidité dans une plage entre 5% et 98% ; cette étude va nous permettre d'observer l'évolution progressive du "stick-slip" en fonction du taux d'humidité, donc la rhéologie du système en fonction de la quantité d'eau dans l'atmosphère.

Un autre problème qui enrichit la physique du système en présence d'humidité dans l'atmosphère est une observation du vieillissement des propriétés du milieu granulaire. Ce comportement est caractérisé par une augmentation temporelle de l'angle d'avalanche [23, 24, 29], ou un changement des contraintes internes [25]. Le vieillissement est expliqué par les auteurs soit par un processus mécanique [23, 24], soit par un processus chimique [29]. Nous considérons les deux processus et nous supposons que le vieillissement est produit par une combinaison de ces deux processus dans le milieu granulaire.

Le sujet principal de ma thèse est d'étudier et de caractériser l'influence de l'humidité sur la rhéologie du milieu granulaire. Le "stick-slip" est un comportement qui nous permet d'observer le milieu granulaire dans des états statiques et dynamiques, et va être notre outil afin de découvrir les effets de l'humidité au sein du milieu granulaire.

Le mémoire est composé de trois parties :

1. Dans la première partie, nous présenterons une revue bibliographique des problèmes de friction, humidité et vieillissement. D'abord, nous étudierons les modèles macroscopiques et microscopiques de l'interaction solide-solide, en introduisant le phénomène de "stick-slip". Ensuite, nous étudierons des expériences et des modèles de friction d'une interaction milieu granulaire-solide. Pour finir la discussion de friction, nous étudierons de récentes expériences de friction au sein du milieu granulaire, c'est-à-dire la friction granulaire-granulaire.

Ensuite, nous étudierons les effets de l'humidité sur le milieu granulaire. Nous rapporterons des expériences déjà faites avec des milieux granulaires cohésifs et nous étudierons les interactions cohésives qui apparaissent au sein du milieu granulaire

en présence d’humidité : ponts capillaires et ponts solides. L’évolution de la force créée par les ponts capillaires dans un cas statique sera étudiée selon la théorie de Halsey et Levine [22].

Dans le troisième chapitre de cette partie, nous présenterons une revue sur le vieillissement dans un milieu granulaire en présence d’humidité. Nous étudierons les possibles causes du vieillissement du milieu granulaire : l’action chimique entre l’eau et le verre ainsi qu’un modèle mécanique sur l’évolution temporelle des contraintes à l’intérieur du milieu granulaire en fonction de la quantité d’eau.

2. La deuxième partie sera consacrée à notre étude de la friction au sein du milieu granulaire en fonction du taux d’humidité. Nous présenterons une nouvelle et innovante cellule de cisaillement, laquelle nous permet de mesurer la contrainte de cisaillement au sein du milieu granulaire. Ensuite, sera présenté l’ensemble de l’expérience : contrôle de température, contrôle d’humidité, préparation des échantillons et mesure de la contrainte de cisaillement. La contrainte de cisaillement sera mesurée au sein du milieu granulaire pour différents taux d’humidité ; l’analyse de cette grandeur nous permettra de distinguer deux régimes : un régime de glissement continu et un régime de "stick-slip", en fonction du taux d’humidité. Ensuite, la réponse au cisaillement sera étudiée en fonction de la raideur de torsion du système d’entraînement du milieu granulaire. Dans le dernier chapitre, nous étudierons l’effet temporel de l’humidité sur la contrainte de cisaillement du milieu granulaire, c’est-à-dire le vieillissement.
3. Dans la troisième partie, une analyse numérique de la friction granulaire-granulaire à deux dimensions sera discutée. La cohésion est introduite entre les grains par capillarité en suivant un modèle de ressorts [20]. Nous utilisons le modèle de la dynamique moléculaire pour simuler le milieu granulaire, la méthode de calcul du modèle est décrite en détail dans l’annexe de ce mémoire.
4. Dans la quatrième partie, nous ferons un bilan des résultats expérimentaux et numériques, nous proposerons des perspectives à ce travail.

Nous avons publié plusieurs articles sur le sujet de cette thèse [47, 48, 49, 50, 51].



Première partie

Friction, humidité et milieux  
granulaires



# Chapitre 1

## Friction

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction au frottement solide-solide : de Coulomb à Persson . . . . .</b>	<b>24</b>
1.1.1	Modèle de Coulomb . . . . .	24
1.1.2	Modèle de Bowden et Tabor . . . . .	25
1.1.3	Quel rôle joue la vitesse dans la force de friction ? . . . . .	26
	Evolution du coefficient de friction statique au cours du temps	26
	Dépendance de la force de friction en la vitesse d'entraînement et parcours vers le "stick-slip" . . . . .	27
1.1.4	Modèle de Dieterich, Rice et Ruina (DRR) . . . . .	30
1.1.5	Présence de nanocontacts . . . . .	31
	Modèle de nanoblocs de Persson . . . . .	32
<b>1.2</b>	<b>Friction milieu granulaire-solide . . . . .</b>	<b>34</b>
1.2.1	Introduction aux milieux granulaires : Qu'est-ce qu'un milieu granulaire ? . . . . .	34
1.2.2	Cisaillement d'un milieu granulaire . . . . .	34
	"Stick-slip" et dilatance . . . . .	34
	Rôle de la taille et de la forme du milieu granulaire dans le "stick-slip" . . . . .	41
	Bande de cisaillement . . . . .	45
<b>1.3</b>	<b>Friction à l'intérieur d'un milieu granulaire . . . . .</b>	<b>46</b>
<b>1.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>50</b>

---

## 1.1 Introduction au frottement solide-solide : de Coulomb à Persson

### 1.1.1 Modèle de Coulomb

Si nous tirons trois patins avec une force  $F$  (fig. 1.1), nous pouvons déduire que :

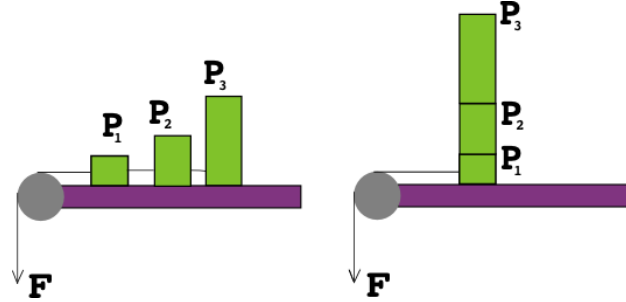


FIG. 1.1 – Dans les deux configurations (a) et (b) la force nécessaire à la mise en mouvement des patins  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  est toujours la même.

- La force totale pour produire un mouvement sur le système est proportionnelle au poids  $P$  total des trois patins.

$$F = \mu \sum_{i=1}^{n=3} P_i = \mu P \quad (1.1)$$

où  $\mu$  est appelé coefficient de frottement.

- La force est indépendante de la surface de contact. Cela veut dire que nous pouvons provoquer le même mouvement du système en tirant les trois patins avec la même force  $F$ , soit dans la configuration (a), soit dans la configuration (b) de la figure 1.1.
- Nous devons différencier dans l'expérience deux types de forces : si l'on augmente la force progressivement à partir de zéro, aucun mouvement macroscopique des patins n'aura lieu tant que  $F$  est inférieure à une valeur seuil  $F_s$  ; lorsque la force est un peu plus grande que cette valeur, les patins glissent. Une fois les patins mis en mouvement, une force  $F_d$  est nécessaire pour maintenir le glissement à vitesse constante (fig. 1.2). Chaque cas est caractérisé par son coefficient de frottement propre, c'est-à-dire  $\mu_s$  pour le cas statique et  $\mu_d$  pour le cas dynamique (figure 1.2) ; ceux-ci varient selon les matériaux entre 0,1 et 1. [41]

Nous allons étudier le comportement du module de la force  $F$ , qui représente le module de la "force de friction". Nous savons que la force de friction a une direction contraire à la force avec laquelle nous tirons les patins.

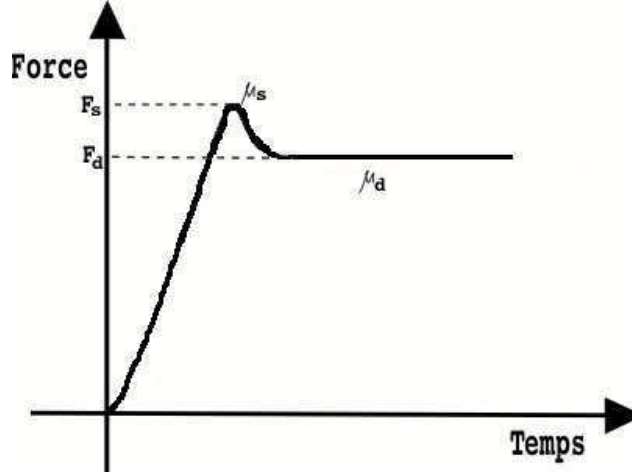


FIG. 1.2 – Force en fonction du temps lorsque les trois patins sont tirés.

D'abord ce phénomène a été observé par De Vinci, et plus tard, à la fin du 18ème siècle, Coulomb [30] a énoncé ces trois lois. Le concept de friction statique et dynamique a été introduit par Euler (1750) en montrant que  $\mu_d \leq \mu_s$ .

Ces lois macroscopiques qui nous décrivent les comportements dynamique et statique sont basées sur des expériences. Ces lois phénoménologiques ne nous disent rien sur le mécanisme de la friction, ni sur le rôle de la surface dans le frottement solide.

### 1.1.2 Modèle de Bowden et Tabor

Deux siècles plus tard, Bowden et Tabor dans les années 50 [31] proposent de réécrire l'équation 1.1 en fonction de l'aire réelle de contact  $\sum_{reel}$ . Ces auteurs insistent sur l'importance de la rugosité des surfaces et de la déformation des matériaux dans le problème de frottement ; ils ont défini une aire apparente  $\sum_0$  de contact entre les surfaces. Ils ont démontré à partir de mesures de la résistance électrique entre deux lames d'acier que le rapport  $\sum_{reel} / \sum_0$  dépend de la charge normale appliquée : ils obtiennent pour une charge appliquée de 20 kg,  $\sum_{reel} / \sum_0 \sim 10^{-5}$  et pour une charge appliquée de 500 kg,  $\sum_{reel} / \sum_0 \sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ . Ils concluent que les points de contact sont déformés plastiquement et que la contrainte normale moyenne est de l'ordre de la dureté  $H$  du matériel. Donc, l'aire réelle de contact est :

$$\sum_{reel} = \frac{P}{H} \quad (1.2)$$

où  $P$  est le poids de l'objet.

Faisons une autre hypothèse : le mouvement d'un corps se produit quand la contrainte tangentielle locale est plus grande qu'un seuil  $\sigma_s$ , où cette valeur est caractéristique de



la résistance du matériau cisailé ; soit :

$$F = \sigma_s \sum_{reel} \quad (1.3)$$

A partir des équations 1.2 et 1.3, la magnitude de la force de friction est redéfinie comme :

$$F = \frac{\sigma_s}{H} P \quad (1.4)$$

A partir de cette équation, nous pouvons re-exprimer l'équation de Coulomb ainsi : *le contact réel  $\sum_{reel}$  augmente linéairement avec le poids et reste indépendant de  $\sum_0$ .* Ainsi le coefficient de frottement dépend de la dureté du matériau.

### 1.1.3 Quel rôle joue la vitesse dans la force de friction ?

Jusqu'à maintenant nous avons étudié des modèles qui prennent en compte des variables statiques : la dureté du matériel ou le poids du patin. Une des propositions importantes de Coulomb est que le coefficient de friction dynamique ne dépend pas de la vitesse d'entraînement. Cela veut dire que la force de friction reste constante lorsque la vitesse se rapproche de zéro. Comment pouvons-nous relier cette proposition avec le fait qu'il existe un seuil statique  $\mu_s$  supérieur au niveau de frottement dynamique  $\mu_d$  (fig. 1.2) ?.

#### Evolution du coefficient de friction statique au cours du temps

En réalité, les coefficients de frottement dynamique et statique ne sont pas constants. Le coefficient de friction statique  $\mu_s$  dépend du temps  $t_w$  passé à l'arrêt avant de faire la mesure. Ceci a été montré dans les années 70 par Dieterich [32, 33] avec des roches, et plus récemment par Heslot *et al.* [1] avec des matériaux non-métalliques (*carton bristol*). Ces expériences ont consisté à mesurer la force de friction à faibles vitesses. Les variations des coefficients sont de faible amplitude (quelques pourcents par décades de vitesse ou de temps), mais elles ont des conséquences sur le comportement dynamique du système. La figure 1.3 illustre l'évolution temporelle (*vieillessement*) du système pour différents matériaux : le coefficient  $\mu_s$  augmente avec  $t_w$ .

Dieterich [32, 33] nous présente une loi empirique pour ce comportement :

$$\mu_s = \mu_{s0} + \beta_s \ln(t_w) \quad (1.5)$$

où  $t_w$  est le temps de contact et  $\beta_s$  et  $\mu_{s0}$  sont des constantes. Pour des temps d'arrêt plus courts ( $\tau$ ), c'est-à-dire lorsque  $\tau$  est plus petit que le temps minimum  $t_w$  ( $\tau \ll \min(t_w)$ ), cette croissance logarithmique peut présenter un plateau. Pour cette raison Heslot *et al.* [1] ont fait une modification à l'équation 1.5, et ont pris :

$$\mu_s(t_w) = \mu_{s0} + \beta \ln \left( 1 + \frac{t_w}{\tau} \right) \quad (1.6)$$

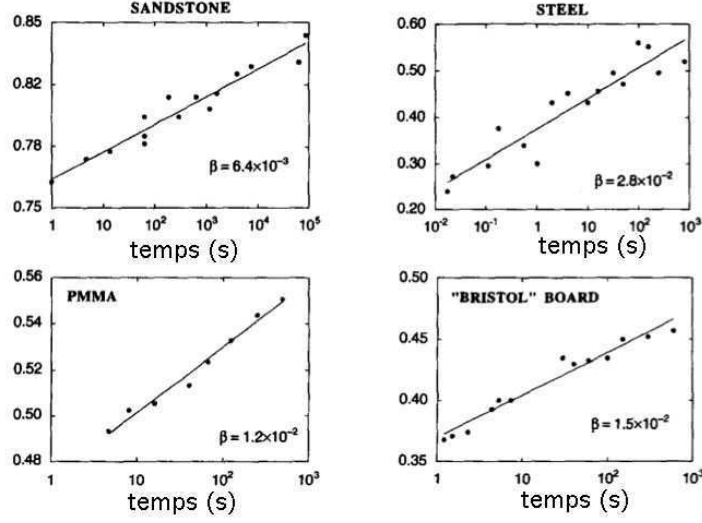


FIG. 1.3 – Evolution du coefficient de frottement statique avec le temps  $t_w$  pour différents matériaux. Graphique extrait de Heslot *et al.* [1]

où  $\tau \ll \min(t_w)$ .

### Dépendance de la force de friction en la vitesse d'entraînement et parcours vers le "stick-slip"

Heslot a montré avec des matériaux non-métalliques [1] que le coefficient de frottement dynamique dépend de la vitesse d'entraînement  $V$  dans le régime de glissement stationnaire. Les résultats de l'expérience sont montrés sur la figure 1.4, les vitesses d'entraînement de cette expérience sont comprises entre 0.1 et 100  $\mu\text{m.s}^{-1}$ . Heslot décrit ce comportement comme :

$$\mu_d \simeq \mu_{d0} - \beta_d \ln \left( \frac{V}{V_0} \right) \quad (1.7)$$

où  $\mu_{d0}$  est le coefficient de friction dynamique à une vitesse de référence  $V_0$ ,  $\beta_d$  est une constante et  $V$  est la vitesse d'entraînement. On observe que  $\mu_d$  décroît lorsque la vitesse  $V$  augmente. On peut se rendre compte sur la figure 1.4 que  $\mu_d$  en fonction de la vitesse a une pente négative. Cela implique que toute fluctuation de la vitesse autour de sa valeur stationnaire est amplifiée. Par exemple, si la vitesse diminue, la force de friction augmente, en suite il se produit une autre diminution de la vitesse, et le cycle continue en produisant l'instabilité "stick-slip". Il s'agit d'une alternance des états statiques et dynamiques du système.

Sur la figure 1.5 on peut identifier quelques caractéristiques du régime de "stick-slip" :

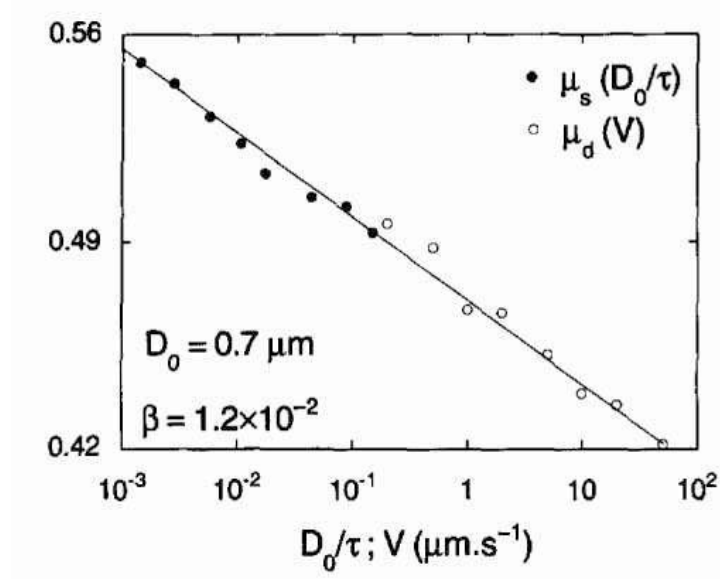


FIG. 1.4 – Coefficient de frottement dynamique en fonction de la vitesse (cercles blancs), ces expériences ont été faites avec des interfaces de carton bristol. Graphique extrait de Heslot *et al.* [1]

- $t_{stick}$  : est le temps pendant lequel le système est bloqué, il s'agit d'une phase statique du système.
- $t_{slip}$  : est le temps pendant lequel le système est débloqué, le système est dans une phase dynamique, cette phase a une durée beaucoup plus petite que la phase de "stick".
- *force maximum* : est la valeur de la force maximum que le système peut avoir dans le régime de "stick-slip", généralement cette valeur correspond au coefficient de friction statique.
- *force minimum* : est la valeur de la force minimum que le système peut avoir dans le régime de "stick-slip", cette valeur apparaît à la fin de la phase de "slip".

Baumberger en faisant des expériences sur du PMMA a montré que la stabilité du glissement stationnaire à une vitesse d'entraînement  $V$  dépend aussi de la raideur du ressort  $k$  équivalent à la composante élastique de l'appareil de mesure et de la charge normale  $P$ . Dans la figure 1.6 nous avons le diagramme de phase  $(k/P, V)$ , on peut se rendre compte que pour les faibles vitesses et les faibles valeurs de  $k/P$  nous avons du "stick-slip", en augmentant les deux variables  $k/P$  et  $V$  le système se trouve en glissement stationnaire. Les deux régions sont séparées par une ligne  $(k/P)_c$  critique. Cette bifurcation est continue et réversible.

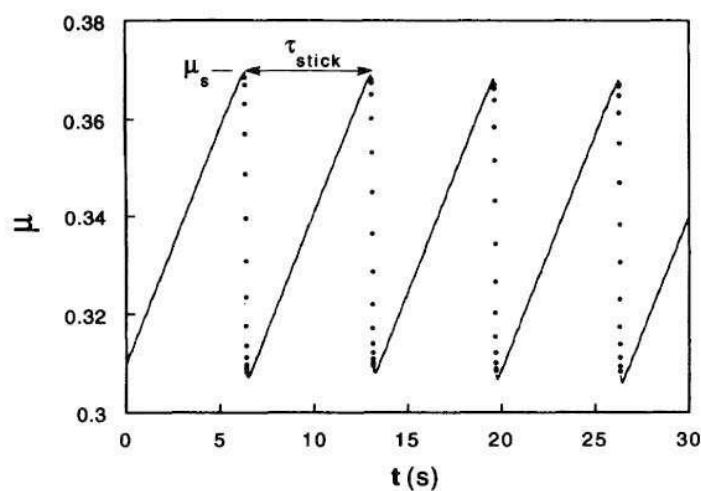


FIG. 1.5 – Coefficient de frottement en fonction du temps dans le régime du "stick-slip". Pour cette expérience Heslot *et al.* [1] ont utilisé un patin avec une masse de 2.1 kg qui est entraîné à une vitesse de  $10 \mu\text{m.s}^{-1}$  avec un ressort de raideur  $1.5 \times 10^4 \text{ N.m}^{-1}$ . Le temps de "slip" vaut  $3.8 \times 10^{-2} \text{ s}$ . Graphique extrait de Heslot *et al.* [1]

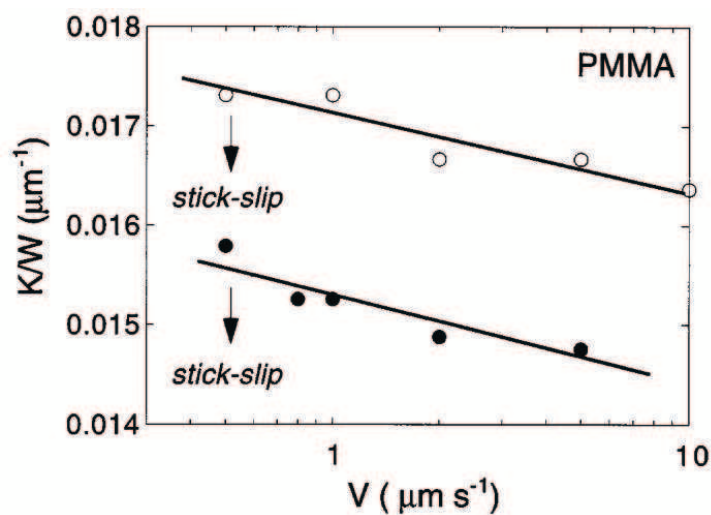


FIG. 1.6 – Diagramme de stabilité dans le plan  $V-k/P$  pour le PMMA à une température de  $24^\circ\text{C}$  (cercles blancs) et à une température de  $72^\circ\text{C}$  (cercles noirs). En dessous de la ligne le système est dans le régime de "stick-slip". Graphique extrait de Baumberger *et al.* [2]

### 1.1.4 Modèle de Dieterich, Rice et Ruina (DRR)

Dieterich [3, 32, 33] dans les années 70 a fait des expériences de glissement continu avec des roches où il mesure le coefficient de friction dynamique à forte contrainte normale. Il a montré que lors d'un saut de vitesse d'entraînement  $V$ , le système passe à un autre état stationnaire final après avoir glissé sur une distance caractéristique  $D_0$  (voir figure 1.7). Il a interprété ce résultat comme la distance nécessaire pour renouveler la population des aspérités qui portent la charge, c'est-à-dire que le système garde la mémoire de l'histoire du glissement.

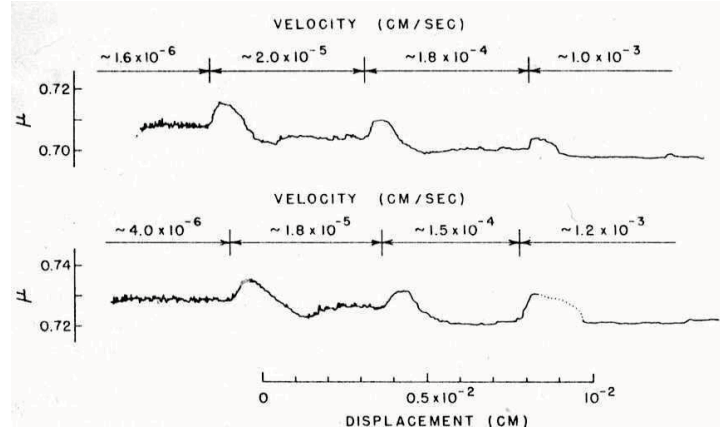


FIG. 1.7 – Réponse du coefficient de frottement dynamique en régime de glissement continu lors d'un saut de vitesse d'entraînement  $V$ . Courbe extraite de Dieterich [3].

A partir de ces expériences, Dieterich, Rice et Ruina [3, 32, 33, 35, 52] ont proposé un modèle phénoménologique qui exprime le coefficient de frottement comme :

$$\mu \equiv \mu(\dot{x}, \phi) = \mu_{d0} + B \ln \frac{\phi V_0}{D_0} + A \ln \frac{\dot{x}}{V_0} \quad (1.8)$$

où  $\phi$  est une variable d'état,  $\dot{x}$  est la vitesse de glissement instantanée (ne pas confondre avec la vitesse d'entraînement  $V$ ),  $A$  et  $B$  sont des constantes positives ( $\sim 10^{-2}$ ) et  $\mu_{d0}$  est la valeur du coefficient de friction dynamique à une vitesse de référence  $V_0$ . La distance  $D_0$  représente la distance nécessaire pour renouveler le nombre de contacts à une vitesse de glissement instantanée  $V_0$ .

Immédiatement, nous pouvons voir deux corrections à  $\mu_0$  :

- Le premier terme,  $B \ln(\phi/\phi_0)$ , exprime l'augmentation logarithmique du coefficient de friction statique  $\mu_s$  avec l'évolution temporelle de  $\phi$  définie par :

$$\dot{\phi} = 1 - \frac{\dot{x}\phi}{D_0} \quad (1.9)$$

Donc,  $\phi$  représente une réponse à des variations de vitesses. Dans l'état de glissement continu, il décrit l'affaiblissement cinétique de l'équation 1.7, c'est-à-dire la dépendance du coefficient de friction dynamique en fonction de la vitesse.

- Le deuxième terme décrit les variations instantanées de la force de frottement avec la vitesse instantanée.

Cette équation est phénoménologique, par exemple si la vitesse de glissement est nulle, c'est-à-dire  $\phi = t$ , nous avons que le coefficient de friction croît comme le logarithme du temps passé à l'arrêt (l'équation va se comporter comme l'équation 1.6). Dans le cas de glissement stationnaire, c'est-à-dire  $\dot{x} = V$ , la valeur de  $\phi$  va correspondre à  $D_0/V$ , l'âge moyen de la population des contacts dans le régime de glissement stationnaire.

### 1.1.5 Présence de nanocontacts

L'affaiblissement cinétique, c'est-à-dire la dépendance du coefficient de friction dynamique en fonction de la vitesse (voir figure 1.4), est caractérisé par le fluage des aspérités, ce fluage va être déterminé par la variable d'état  $\phi$ . Baumberger *et al.* [2] proposent que l'aire de contact évolue comme :

$$\sum_{reel} = \sum_{r0} \left[ 1 + m_b \ln \left( 1 + \frac{\phi V_0}{D_0} \right) \right] \quad (1.10)$$

où  $\sum_{r0}$  est l'aire réelle de contact pour le coefficient  $\mu_{d0}$  et  $m_b$  est une constante. Dans le cas où le glissement est stationnaire, c'est-à-dire  $\phi = D_0/V$ , plus la vitesse d'entraînement  $V$  sera élevée, plus le temps de contact sera court. Donc l'aire réelle est faible. Pour cette raison Baumberger *et al.*[2] ont proposé une correction au modèle de DRR :

$$\mu = \mu_{d0} \left[ 1 + m_b \ln \left( 1 + \frac{\phi V_0}{D_0} \right) \right] \left[ 1 + \alpha \ln \left( \frac{\dot{x}}{V_0} \right) \right] \quad (1.11)$$

on peut identifier les constantes de l'équation de DRR :  $A = \alpha \mu_{d0}$  et  $B = m_b \mu_{d0}$ . Cette équation est un version généralisée du modèle de Bowden et Tabor ( $F = \sigma_s(\dot{x}) \sum_{reel}$ ). Donc la contrainte  $\sigma_s$  est de la forme :

$$\sigma_s = \sigma_0 \left[ 1 + \alpha \ln \left( \frac{\dot{x}}{V_0} \right) \right] \quad (1.12)$$

où  $\sigma_0$  est la contrainte de cisaillement à une vitesse  $V_0$ . Du point de vue de la mécanique continue, nous pouvons interpréter cette expression comme une déformation localisée de la région cisailée. Briscoe et Evans [53] suggèrent une activation thermique de barrières de potentiel. Cette affirmation s'appuie sur les expériences faites par Baumberger *et al.* où le paramètre  $A$  du modèle de Dieterich-Rice-Ruina est sensible à la température. Donc le fluage se produit par des mouvements élémentaires dans l'instant où la contrainte de cisaillement dépasse une barrière de potentiel  $\Delta E$ . Baumberger *et al.* font la comparaison

de l'équation 1.12 avec l'analyse de Briscoe et Evans où la contrainte de cisaillement augmente de façon logarithmique avec la vitesse instantanée où  $\alpha$  est :

$$\alpha = \frac{k_B T}{\sigma_0 v_{act}} \quad (1.13)$$

où  $v_{act}$  est un volume d'activation associé aux événements dynamiques élémentaires,  $k_B$  est la constante de Boltzman et  $T$  la température du système. Si on évalue l'équation 1.13 avec le paramètre A de l'équation de DRR, nous avons une valeur pour le PMMA  $\alpha \sim 1-2 \text{ (nm)}^3$ . Cela indique que dans le processus de cisaillement une distance dissipative de la taille de quelques molécules existe. Nakatani [54] a déterminé en faisant des expériences avec des roches un volume d'activation qui vaut environ  $0.125 \text{ nm}^3$ .

### Modèle de nanoblocs de Persson

En suivant les études de déformation dans deux surfaces, Persson [55] propose un modèle qui permet de décrire la dynamique des aspérités. Dans ce modèle, le milieu qui forment les aspérités dans une région de dimension latérale  $a$  est représenté comme une série unidimensionnelle de blocs de volume  $b \times b \times b$ , qui apparaissent comme des "unités multistables" (fig. 1.8). Les blocs sont couplés aux voisins par des ressorts de raideur  $k_2 \sim E_j b$ , où  $E_j$  est le module élastique de la surface, d'autre part, ils sont liés à la plaque supérieure par un ressort de raideur  $k_1 \sim k_2$ .

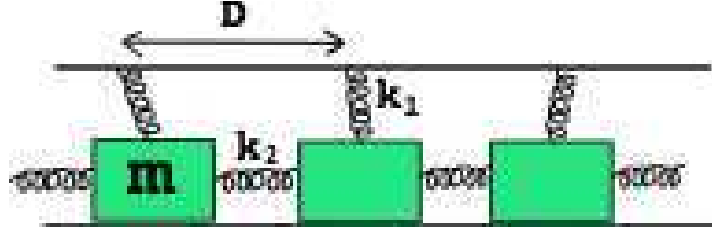


FIG. 1.8 – Modèle de nanoblocs de Persson.

Chaque bloc  $i$  va avoir une position  $x_i$  et la vitesse instantanée de chaque bloc est  $\dot{x}_i$ , alors les blocs obéissent aux règles suivantes :

1. lorsque le module de la contrainte tangentielle  $|\sigma_i|$  dans le bloc est inférieure à un seuil  $\sigma_a$ , le bloc reste immobile, c'est-à-dire  $\dot{x}_i = 0$ ;
2. lorsque  $|\sigma_i| \geq \sigma_a$ , le bloc se dépiege, et son mouvement est :

$$m\ddot{x}_i + m\gamma\dot{x}_i = k_2(x_{i+1} - 2x_i + x_{i-1}) + k_1(\rho_i - x_i) \quad (1.14)$$

où  $m$  est la masse du bloc,  $\gamma$  le coefficient de viscosité interne du joint, et  $\rho_i$  la position du point de tirage du bloc par la plaque supérieure;

3. lorsque  $\dot{x}_i = 0$ , la dynamique est suramortie, et le processus recommence.

D'abord Persson a fait l'étude numérique sans introduire l'effet de la température, les résultats sont :

- à vitesses d'entraînement inférieures à la vitesse du son dans le joint, c'est-à-dire  $c_j \sim (E_j b^3/m)^{1/2}$ , la force de friction dynamique est indépendante de la vitesse d'entraînement  $V$  ;
- les blocs glissent de façon indépendante et non-corrélée ;
- la fonction de distribution  $G(\sigma)$  des contraintes de chaque bloc est stationnaire et est indépendante de la vitesse d'entraînement  $V$ .  $G(\sigma)$  est uniforme pour les valeurs comprises entre 0 et  $\sigma_a$ , avec  $G(\sigma_a) \neq 0$ .

Baumberger *et al.* [2] ont interprété ces résultats en fonction d'un champ moyen : chaque bloc suit une caractéristique contrainte/déplacement du point de charge  $\sigma(\tilde{\rho})$ , en finissant par un arrêt brutal au seuil  $\sigma_a$  (fig. 1.9) ;  $\tilde{\rho}_i = \rho_i - \rho_{io}$ , où  $\rho_{io}$  est la position du  $i$ -ème bloc après le dernier événement. En moyenne, les variations de  $\sigma_i$  et  $\rho_i$  pour les blocs piégés sont déterminées par une relation linéaire en fonction de  $k_1$  et du volume  $b$ . Donc la contrainte de chaque bloc obéit à  $\sigma_i = \sigma(\tilde{\rho}_i)$ , où les coordonnées de référence du bloc  $\tilde{\rho}_i$  ont une distribution  $Q(\tilde{\rho})$ .

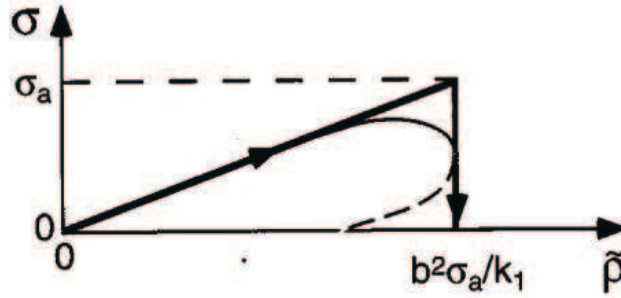


FIG. 1.9 – Chemin de la contrainte de chaque bloc en fonction du déplacement moyen. Courbe extraite de Baumberger *et al.* [2].

Si on fait l'analyse dans le régime stationnaire, la fonction de distribution de contraintes  $G(\sigma)$  vaut  $\sigma_a$ . Alors, la contrainte moyenne de friction dans un microcontact est :

$$\bar{\sigma}_s = \int_0^{\sigma_a} \sigma G(\sigma) d\sigma = \frac{\sigma_a}{2} \quad (1.15)$$

Les résultats précédents ont été obtenus sans introduire l'effet de la température. La présence de température dans le système introduit un bruit thermique. En résumé les résultats de cette étude peuvent être décrits comme :

- lorsque chaque bloc augmente sa contrainte  $\sigma$ , celle-ci tend vers  $\sigma_a$ . Le bloc est dans un état métastable, c'est-à-dire il peut se dépiéger au minimum d'injection d'énergie. Dans ce cas il se dépiège dû à l'effet de la température au dessus d'une barrière d'activation  $\Delta E(\tilde{\rho})$ .



- lorsque la plaque est entraînée à une vitesse fixe  $V$ , la contrainte augmente car la probabilité que le bloc se dépiège prématurément augmente. La distribution  $Q(\tilde{\rho})$  est déplacée de  $\tilde{\rho}_a$  autour d’une variable de coupure  $\tilde{\rho}_c$ , qui augmente avec la vitesse  $V$ . Alors la contrainte de friction ( $\sigma_s$ ) augmente avec  $V$ .

Le modèle de Persson nous permet de clarifier la rhéologie interfaciale en fonction des ”unités élémentaires” et il nous confirme la dépendance logarithmique de la contrainte de frottement avec la vitesse.

## 1.2 Friction milieu granulaire-solide

### 1.2.1 Introduction aux milieux granulaires : Qu’est-ce qu’un milieu granulaire ?

Duran [41] définit un milieu granulaire comme un milieu composé par des grains ou composants discrets solides. Nous pouvons classer le milieu granulaire selon la taille : la poudre qui a une taille plus petite que  $100\mu\text{m}$ , le solide granulaire qui a une taille entre 100 et  $3000\mu\text{m}$ , et le solide brisé où les grains sont beaucoup plus gros que 3 mm. Le milieu granulaire peut aussi être séparé selon la forme géométrique de ses grains : pyramidale ou cubique (géométrie angulaire), sphérique (géométrie sphérique). Cette étude va être consacrée à un milieu granulaire composé de grains de taille entre 300 et  $830\mu\text{m}$  et de géométrie sphérique, des billes de verre.

Une des caractéristiques principales des milieux granulaires est que les interactions entre les grains sont hautement dissipatives (choc et friction entre grains). Le comportement du milieu granulaire dépend fortement des interactions externes : la gravité, la pression externe, les vibrations. Nous pouvons voir différents types de comportements : ségrégation, fluidisation, blocage, décompaction, formation de chaînes de forces, et autres. On se rend compte que la diversité de comportements dans un milieu granulaire peut réveiller la curiosité d’un scientifique [39, 56].

### 1.2.2 Cisaillement d’un milieu granulaire

Dans la section 1.1 on a étudié les lois de friction macroscopiques entre deux corps solides. Dans un milieu granulaire nous avons beaucoup de particules qui interagissent entre elles, et en même temps cet ensemble de particules dans certaines conditions va se comporter comme un corps solide en obéissant aux lois de friction solide. Tout d’abord nous allons étudier les expériences déjà faites sur le cisaillement des milieux granulaires.

#### ”Stick-slip” et dilatance

Une des premières études sur le cisaillement a été faite par Nasuno *et al.* [4, 5]. Ils ont fait cette étude en poussant un patin sur un milieu granulaire à des vitesses com-

prises entre  $5 \mu\text{m.s}^{-1}$  et  $12 \text{ mm.s}^{-1}$  (fig. 1.10). Le patin est solidarisé par l'intermédiaire d'une lame à un moteur qui se déplace à une vitesse d'entraînement  $V$ , les variations du déplacement horizontal  $\delta x$  du patin sont mesurées, ainsi que les fluctuations du déplacement vertical du patin, c'est-à-dire la dilatation du milieu. Les auteurs ont utilisé des billes de verre avec un diamètre compris entre 70 et  $110 \mu\text{m}$ . La force normale sur le milieu granulaire est faible ( $\sim 100 \text{ N}$ ) et l'humidité relative est de 20%. Dans la figure 1.11, nous avons la déformation horizontale de la lame en fonction du temps, on observe à des vitesses faibles ( $\sim 6 \mu\text{m.s}^{-1}$ ) un régime de "stick-slip" (fig. 1.11a) ; si on augmente la vitesse, le "stick-slip" est remplacé par des oscillations inertielles (fig. 1.11b), et si on continue à augmenter la vitesse ( $\sim 12 \text{ mm.s}^{-1}$ ), le système est dans un régime de glissement stationnaire ou continu (fig. 1.11c).

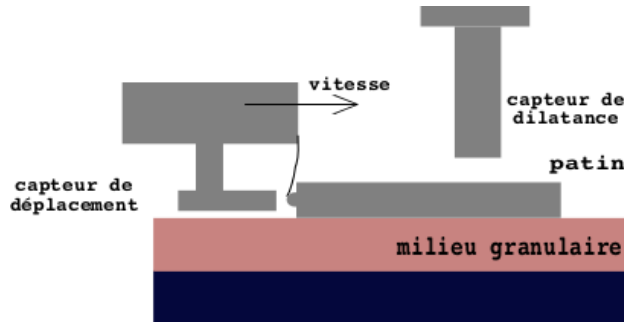


FIG. 1.10 – Diagramme de l'expérience de Nasuno. Le patin est poussé et les variations des déplacements horizontal et vertical du patin sont mesurées. Figure extraite de Nasuno *et al.* [4].

Nasuno *et al.* ont observé une corrélation entre les glissements et la dilatation du milieu granulaire (fig. 1.12). Thompson et Grest avaient déjà observé ces résultats avec des simulations numériques [57]. Une autre particularité du système granulaire qu'ils ont observée est la formation de micro-événements de glissement antérieurs à l'événement principal, ils expliquent cela comme la fracture des chaînes de contraintes, ce comportement a été observé aussi par Ovarlez [26] dans un milieu granulaire confiné. Nous reviendrons sur cette étude dans la section 3. A partir de cela ils ont conclu que le "stick-slip" est lié à la dilatation du milieu granulaire à cause de la structure granulaire du matériau : le milieu se trouve dans un état entre liquide (glissement) et solide (blocage).

Ces expériences ont été reproduites par Lacombe *et al.* [6] par des simulations numériques. Ils ont utilisé l'équation du mouvement d'un patin attaché à un ressort et tiré sur un milieu granulaire :

$$m\ddot{x} = k(Vt - x) - F(z, \dot{x}) \quad (1.16)$$

où  $m$  est la masse du patin,  $x$  la position du patin,  $k$  la constante de raideur du

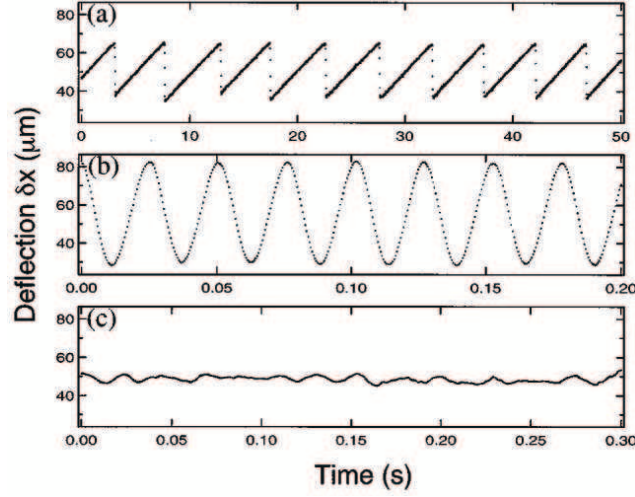


FIG. 1.11 – Trois régimes observés par Nasuno : (a) "stick-slip" à une vitesse d'entraînement de  $5.67 \mu\text{m.s}^{-1}$ , (b) Oscillations inertielles à une vitesse d'entraînement de  $5.67 \text{ mm.s}^{-1}$ , (c) glissement stationnaire à une vitesse d'entraînement de  $11.33 \text{ mm.s}^{-1}$ . Dans tous les cas  $k = 1077 \text{ N.m}^{-1}$  et  $M = 10.90 \text{ g}$ .

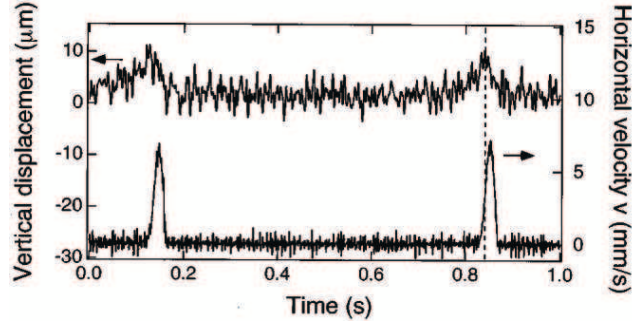


FIG. 1.12 – Déplacement vertical et vitesse instantanée horizontale en fonction du temps ( $k = 135 \text{ N.m}^{-1}$ ,  $M = 11.33 \text{ g}$  et  $V = 226.7 \mu\text{m.s}^{-1}$ ). Courbe extraite de Lacombe *et al.* [5].

ressort,  $V$  la vitesse d'entraînement et  $F(z, \dot{x})$  la force de friction qui dépend de la vitesse instantanée ( $\dot{x}$ ) et de la hauteur du patin  $z$ . Lacombe *et al.* proposent d'écrire cette force comme :

$$F(z, \dot{x}) = F_d - \beta \left( \frac{z - z_m}{R} \right) - \nu \dot{x} \left( \frac{z - z_m}{R} \right) \quad (1.17)$$

où  $F_d$  est la force minimum où le patin commence à glisser,  $z_m$  est la hauteur maximum du patin,  $\beta, \nu$  et  $R$  sont des constantes. Cette équation dépend explicitement de  $z$ , et elle

décrit le déplacement vertical du patin. Lacombe et al. écrivent la dilatation du milieu granulaire sous la forme :

$$\dot{z} = -\frac{z}{\eta} - \dot{x} \frac{z - z_m}{R} \quad (1.18)$$

où  $\eta$  est une constante. Le deuxième terme peut être vu comme la réponse du milieu granulaire à la contrainte tangentielle, lorsque la vitesse instantanée ( $\dot{x}$ ) est différente de zéro, le milieu se dilate et  $z$  augmente. Le facteur  $(z - z_m)$  s'annule quand le milieu est dilaté,  $z_m$  peut être identifié à la hauteur maximum. Lacombe et al. ont résolu numériquement les équations 1.16, 1.17 et 1.18. Sur la figure 1.13, on peut voir une corrélation entre la hauteur  $z$  et les glissements. Les auteurs observent aussi des oscillations inertielles dans certaines conditions. Ces simulations confirment que la dilatation et le "stick-slip" sont intimement liés.

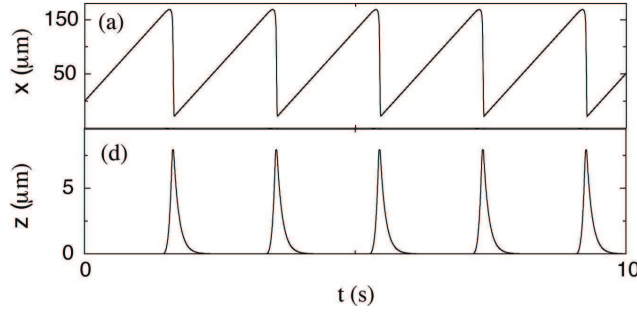


FIG. 1.13 – Résultats numériques : déplacement et dilatation dans le régime de "stick-slip" ( $k = 135 \text{ N.m}^{-1}$ ,  $V = 110 \text{ } \mu\text{m.s}^{-1}$ ,  $m = 10 \text{ g}$ ). Courbe extraite de Lacombe *et al.* [6].

Une autre expérience a été faite par Lubert et de Ryck [7, 58], mais en cisillant un milieu granulaire dans une géométrie annulaire. Ils ont utilisé du silica gel dont les grains ont un diamètre moyen de  $50 \text{ } \mu\text{m}$  et une géométrie angulaire. Les vitesses d'entraînement sont comprises entre  $10^{-4}$  et  $5.10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ . Dans l'expérience, le milieu granulaire est entraîné par le support inférieur à une vitesse angulaire  $\omega$  et le couvercle supérieur comportant des pales est fixé à des ressorts qui permettent de mesurer la déformation angulaire du couvercle (voir fig. 1.14). Les pales ont une profondeur de  $5 \text{ mm}$ . Lubert *et al.* ont étudié l'évolution du comportement dynamique : la contrainte de cisaillement et le déplacement vertical  $h$  en fonction de la charge normale. Le déplacement vertical  $h$  mesure la dilatation du milieu granulaire produite par le cisaillement.

Sur la figure 1.15 on peut voir les quatre régimes qu'ils observent, lorsque la contrainte normale augmente : (i) pour  $M \leq 5 \text{ kg}$  on trouve un glissement continu ; (ii) à  $M=5.5 \text{ kg}$  on trouve des petites oscillations ; (iii) pour  $M=6.5, 9$  et  $11.5 \text{ kg}$  des petits événements apparaissent et sont suivis d'un grand glissement avant un nouveau blocage ; (iv) pour

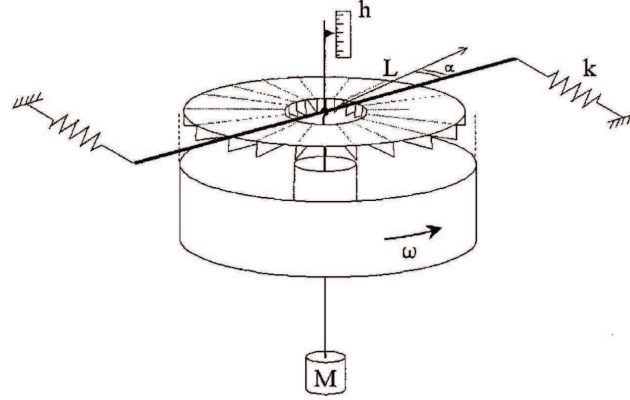


FIG. 1.14 – Schéma de l'expérience de de Ryck. Figure extraite de Lubert et de Rick [7]

$M \geq 20$  kg un stick-slip régulier est observé. Chaque régime est associé à une dilatation du matériau (fig. 1.15b), comme l'a observé Nasuno [5]. Les auteurs font une analyse de type Dieterich-Rice-Ruina et ils trouvent que la dynamique peut être décrite par une distance caractéristique  $D_0$  de  $1\mu\text{m}$ . Cela suggère que l'instabilité est due à la friction entre les grains et pas aux réarrangements entre les grains comme l'avait proposé Nasuno.

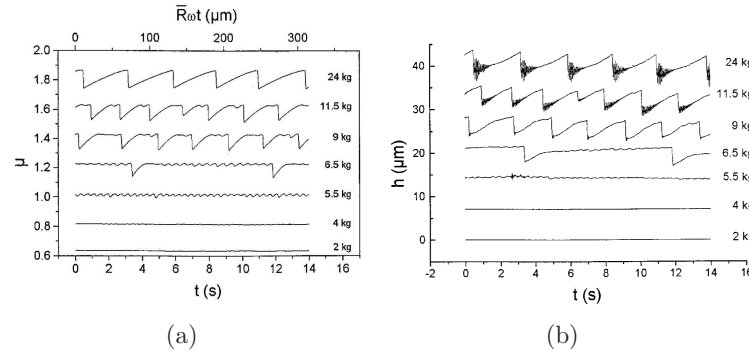


FIG. 1.15 – (a) Coefficient de friction dynamique en fonction du temps et en fonction du déplacement linéaire moyen à différentes valeurs de la charge normale. (b) Déplacement vertical du couvercle en fonction du temps pour les différentes expériences présentées en (a). Courbes extraites de Lubert et de Rick [7]

Dans une autre étude, de Ryck *et al.* [45] ont étudié la même expérience sur deux tailles de grains de gel de silice ( $5 - 20\mu\text{m}$  et  $60 - 200\mu\text{m}$ ). Ils observent que le comportement frictionnel pour les deux tailles de grains est compatible avec le modèle de Dieterich-Rice-Ruina, en prenant une distance  $D_0 \sim 1\mu\text{m}$ . Cela veut dire que cette distance caractéristique est indépendante de la taille des grains. Cependant, ils observent que pour le régime de glissement continu une instabilité existe à une certaine vitesse

critique, cette vitesse critique dépend fortement de la taille du grain.

Coste [8] a réalisé une expérience dans une configuration similaire à celle de de Ryck, mais en utilisant des billes de verre de 1.5 mm de diamètre. Dans cette expérience, les pales qui entraînent le milieu granulaire ont une profondeur de 5 mm, c'est-à-dire que le couvercle déplace une couche d'une hauteur d'environ 3 billes. L'auteur a mesuré le déplacement vertical du couvercle supérieur et la contrainte de cisaillement. Sur la figure 1.16 on observe la contrainte de cisaillement normalisée par la contrainte normale et la dilatation associée, les deux signaux sont en fonction du déplacement linéaire moyen dans le milieu.

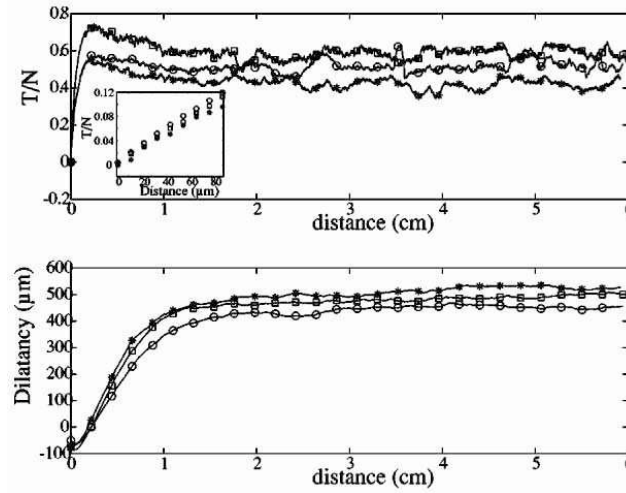


FIG. 1.16 – Contrainte de cisaillement normalisée ( $T/N$ ) et dilatation associée en fonction du déplacement. La charge normale est de 9.73 kPa et les vitesses d'entraînement sont :  $11 \mu\text{m.s}^{-1}$  (cercles),  $110 \mu\text{m.s}^{-1}$  (carrés), et  $1100 \mu\text{m.s}^{-1}$  (étoiles). Le graphique inclus montre le début du processus de cisaillement. Graphique extrait de Coste [8]

D'abord on observe que la contrainte est caractérisée par deux régimes : un régime transitoire qui présente un maximum puis le système suit un régime stationnaire qui est irrégulier. La dilatation est aussi présente dans ces deux régimes. L'auteur observe que le système est déterminé par des "longueurs d'échelle" :  $L(\mu_s)$  est la distance nécessaire pour atteindre la valeur maximum de la contrainte de cisaillement, c'est-à-dire le coefficient de friction statique  $\mu_s$  ;  $L(\mu_d)$  est la distance nécessaire pour atteindre le régime stationnaire de la contrainte de cisaillement ;  $L(h_{min})$  est la distance nécessaire pour atteindre la valeur minimum de la dilatation et  $L(h_\infty)$  est la distance nécessaire pour atteindre le régime stationnaire de la dilatation. On observe (voir table 1.1) que ces "longueurs d'échelle" se situent autour d'une même valeur pour un même système à différentes vitesses.

Dans une deuxième partie, Coste a fait des expériences de type "stop and go", où il cisaille l'échantillon pendant un certain temps, puis marque un temps d'arrêt. Il définit

$V(\mu\text{m.s}^{-1})$	$\mu_s$	$L(\mu_s)$ (mm)	$L(\mu_d)$ (mm)	$L(h_\infty)$ (mm)	$L(h_{min})$ (mm)
11	0.65	2.2	8	11	0.6
110	0.75	2.5	9.5	9	0.5
440	0.75	3	8.5	10	0.8
1100	0.60	2.5	10	9	0.5
1760	0.77	2.2	7.5	10.5	0.5

TAB. 1.1 – Valeurs des longueurs caractéristiques de la contrainte de cisaillement et de la dilatation dans un milieu granulaire cisailé. Mesures faites par Coste [8].

ainsi un temps d'attente ( $t_w$ ), puis il recommence le cisaillement de l'échantillon (voir figure 1.17). Dans ces conditions, la contrainte de cisaillement normalisée présente un maximum et après relaxe. Cela veut dire que pendant le temps d'attente le système a évolué vers un coefficient de friction statique effectif dû à la charge normale : le système a vieilli. Après avoir relaxé, la contrainte atteint la même valeur qu'elle avait atteint avant l'arrêt : le cisaillement rajeunit le système.

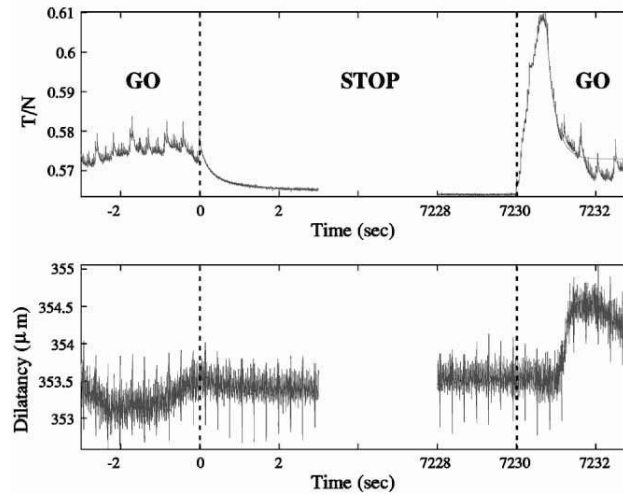


FIG. 1.17 – Contrainte de cisaillement normalisée ( $T/N$ ) et dilatation associée en fonction du déplacement pour des expériences de type "stop and go". La contrainte normale est de 9.73 kPa et la vitesse d'entraînement est de  $44 \mu\text{m.s}^{-1}$ . Graphique extrait de Coste [8]

Coste a défini  $\Delta\mu$  comme la différence entre la valeur maximale de la contrainte normalisée et la valeur moyenne de la contrainte normalisée dans le régime stationnaire. La figure 1.18 présente  $\Delta\mu$  en fonction du temps d'attente, ce même comportement a été observé par de Ryck [7, 45] et Losert [59].

A partir de ces résultats, Coste fait une analyse de type Dieterich-Rice-Ruina. Il

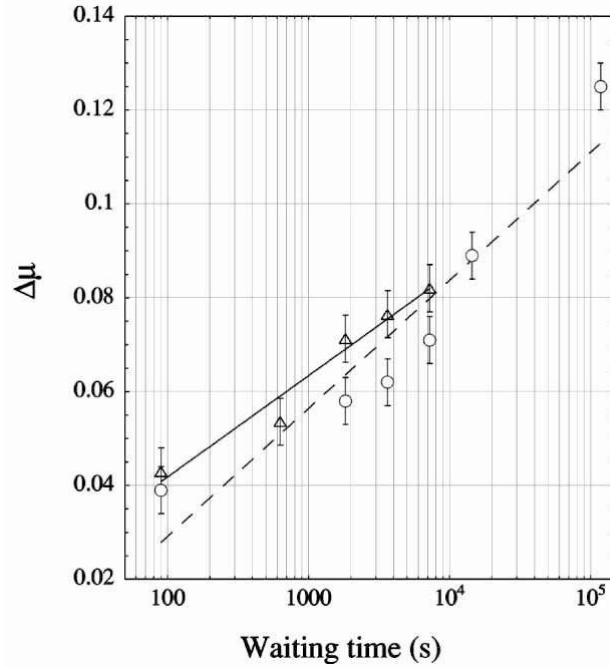


FIG. 1.18 – Variation du coefficient de friction ( $\Delta\mu$ ) en fonction du temps d'attente entre l'arrêt et la mesure. L'échantillon mesuré juste après avoir versé l'échantillon est représenté par des cercles et les triangles représentent une mesure juste après la première expérience. Graphique extrait de Coste [8]

trouve une distance caractéristique  $D_o$  du système, cette distance caractéristique est indépendante du temps d'attente. Dans la figure 1.19 on observe cette distance caractéristique en fonction du temps d'attente dans les expériences "stop and go".

Dans son expérience, Coste nous a montré que le cisaillement annulaire d'un milieu granulaire est caractérisé par des "longueur d'échelles", ces grandeurs sont indépendantes de la vitesse. Parallèlement, de la même façon que de Ryck, il nous présente que le cisaillement dans un milieu granulaire peut être modélisé sous certaines conditions avec le modèle de Dieterich-Rice-Ruina. Coste trouve une distance caractéristique qui vaut environ  $10\mu\text{m}$ . Cette distance est comparable à la distance caractéristique trouvée par de Ryck [7] et confirme que le déplacement du milieu se passe à l'échelle d'un dixième de grain .

### Rôle de la taille et de la forme du milieu granulaire dans le "stick-slip".

Entre les expériences de Nasuno [5, 4] et de de Ryck [7, 45], on trouve une divergence des résultats : à partir des résultats de Nasuno [4, 5] étudiés dans la section 1.2.2, on voit que le "stick-slip" est produit par le mouvement des billes, c'est-à-dire la distance



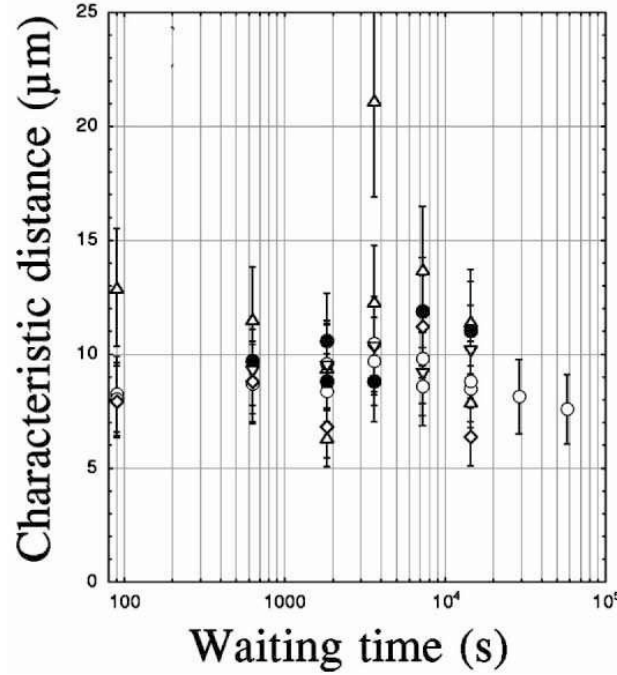
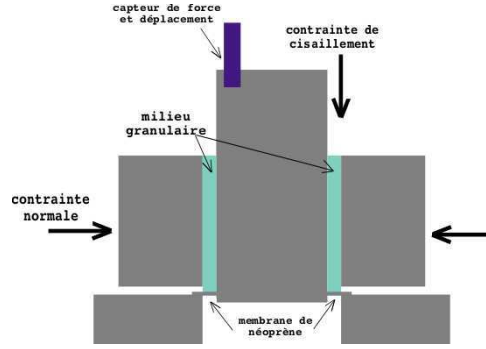


FIG. 1.19 – Graphique de la distance caractéristique en fonction du temps d'attente entre l'arrêt et la mesure. L'expérience a été faite à différentes vitesses d'entraînement (  $\nabla$   $5.5 \mu\text{m.s}^{-1}$ ,  $\circ$   $11 \mu\text{m.s}^{-1}$ ,  $\diamond$   $22 \mu\text{m.s}^{-1}$ ,  $\bullet$   $44 \mu\text{m.s}^{-1}$ ,  $\triangle$   $88 \mu\text{m.s}^{-1}$ ). Courbes extraites de Coste [8]

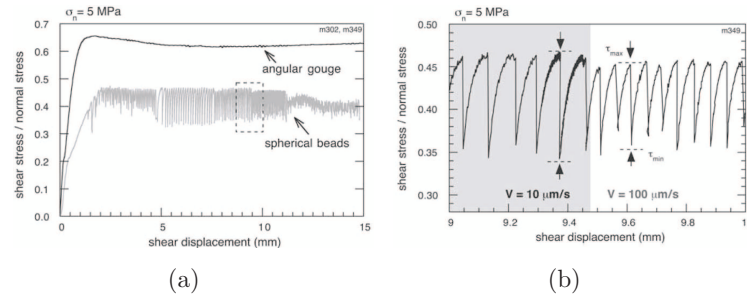
caractéristique  $D_o$  est de l'ordre de la taille de quelques billes ; à partir des résultats de de Ryck, le "stick-slip" est produit par la friction entre la surface des billes, c'est-à-dire la distance caractéristique est de l'ordre d'un dixième de bille ou moins. Du fait de la différence de milieux granulaires que Nasuno et de Ryck ont utilisés, cela nous oblige à nous poser la question : Est-ce que la forme du grain joue un rôle dans le "stick-slip" ?

Pour répondre à cette dernière question, Mair *et al.* [9] proposent dans une expérience de type biaxial que la forme et la taille du grain jouent un rôle important dans l'évolution du coefficient de frottement à forte contrainte normale. Dans la figure 1.20 nous voyons cette configuration, qui permet d'étudier le cisaillement plan-milieu granulaire en fonction de la forme des grains. Pour cette expérience, la contrainte normale était de 5 MPa et les vitesses étaient comprises entre 0.1 et 300  $\mu\text{m.s}^{-1}$ . La configuration de l'expérience ne permet pas de mesurer la dilatation associée au milieu granulaire.

Dans la figure 1.21a, les auteurs observent un comportement de type "stick-slip" pour des billes de verre de 105-149  $\mu\text{m}$ , par contre pour des grains angulaires (avec une taille entre 50 et 150  $\mu\text{m}$ ) ils observent un glissement continu mais avec un fort coefficient de friction. Dans la figure 1.21b on voit un zoom du "stick-slip" régulier pour les billes de

FIG. 1.20 – Schéma de l'expérience biaxiale de Mair. Schéma extrait de Mair *et al.* [9].

verre.

FIG. 1.21 – Coefficient de friction en fonction de la distance de déplacement du cisaillement pour deux types de grains : angulaires et sphériques. L'expérience a été faite à une contrainte normale de 5 MPa. Courbes extraites de Mair *et al.* [9].

Cependant, ce "stick-slip" régulier est modulé par la distribution de la taille de billes : dans la figure 1.22 on voit que pour des billes de verre avec une distribution de taille assez grande, le "stick-slip" disparaît.

A partir de ces résultats, les auteurs proposent que le "stick-slip" est lié à la formation et à la stabilité des chaînes de contraintes. La stabilité dépend d'un angle critique  $\phi_c$  qui est déterminé par la forme des grains et la distribution des tailles de particules. Dès le moment que la chaîne de force se trouve hors de cet angle critique, la chaîne est cassée et le système glisse, en produisant un événement "slip". Sur la figure 1.23 on voit comment les chaînes peuvent se former et la représentation graphique de l'angle critique à deux dimensions.

Frye *et al.* [10] ont fait une autre étude avec la même expérience mais en prenant en compte les degrés de liberté du milieu. Pour étudier cela, ils ont fait les expériences avec des tiges qui permettent deux mouvements, soit deux degrés de liberté ; pour avoir trois degrés de liberté ils utilisent des billes de verre et du sable angulaire (fig.1.24). La

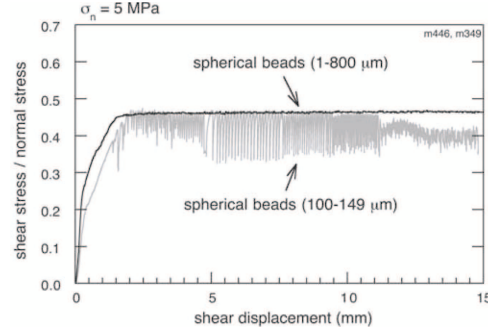


FIG. 1.22 – Coefficient de friction en fonction de la distance de déplacement du cisaillement pour deux types de distributions de taille des grains. La géométrie des grains est sphérique. Courbes extraites de Mair *et al.* [9].

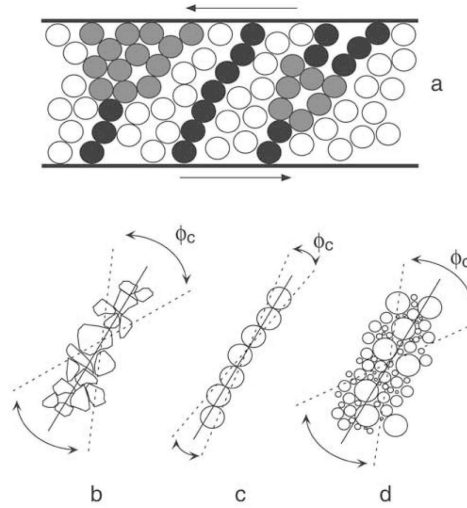


FIG. 1.23 – (a) Illustration de formations possibles de chaînes de forces dans un milieu granulaire cisailé. Exemples de chaînes des forces : (b) grains de géométrie angulaire (c) grains de géométrie sphérique monodisperse (d) grains de géométrie sphérique polydisperse. La ligne solide représente l'orientation la plus stable et les lignes pointillées représentent les orientations stables limites. Schéma extrait de Mair *et al.* [9].

vitesse d'entraînement est de  $10 \mu\text{m.s}^{-1}$ . Dans cette expérience la dilatation du milieu a été mesurée.

Sur la figure 1.25a on voit l'évolution du coefficient de friction pour deux systèmes différents : pour le sable angulaire (trois degrés de liberté), la contrainte de cisaillement est continue, la contrainte normale pour cette expérience était 5 MPa. Par contre, pour les tiges (deux degrés de liberté), la contrainte de cisaillement est très irrégulière; dans

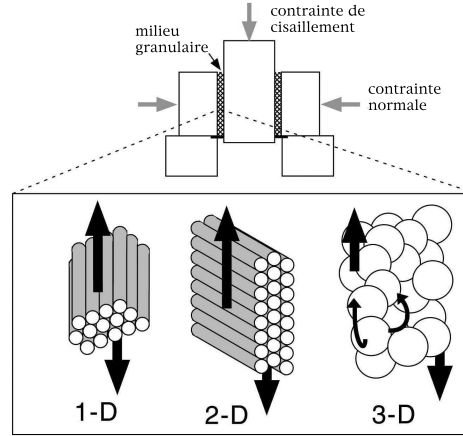


FIG. 1.24 – Schéma de l'expérience de Frye [10] *et al.* pour étudier le rôle des degrés de liberté du milieu dans la friction granulaire. Figure extraite de Frye *et al.* [10]

ce cas les irrégularités du signal sont compatibles avec la dilatation (voir la fig. 1.25b), la contrainte normale pour cette expérience était 1 MPa.

Après ces expériences faites par Mair et Frye, nous pouvons conclure que la distribution de la taille et la forme géométrique du milieu granulaire gardent une relation directe avec le cisaillement, et donc avec le coefficient de friction.

### Bande de cisaillement

La bande de cisaillement est la région de largeur finie du milieu granulaire où les mouvements relatifs des grains prennent des directions différentes (figure 1.26). Cette région va se former à cause du cisaillement imposé au milieu granulaire.

En faisant des simulations numériques sur un milieu granulaire de faible densité, Török *et al.* [11] ont montré que cette région dépend du temps. Elle évolue vers un état stationnaire, cela permet de conclure que la contrainte dans le milieu lorsqu'il est cisailé va atteindre un état stationnaire. Cette conclusion est en accord avec les résultats de Coste [8] et de de Ryck [45]. Fenistein et van Hecke [12] ont établi un nouveau protocole expérimental qui consiste à cisailier un milieu en changeant la largeur de la paroi qui cisaille. Sur la figure 1.27 on peut voir le schéma de cette expérience : le milieu est confiné dans une cellule de cisaillement de géométrie annulaire, la cellule a un rayon interne  $R_i$  et un rayon externe  $R_0$ . Alors, la plaque inférieure va cisailier le milieu granulaire à une vitesse angulaire donnée et les auteurs peuvent modifier le rayon  $R'_s$  de cette plaque. Les auteurs trouvent que la bande de cisaillement dépend de ce rayon  $R'_s$ , donc de la configuration des parois.

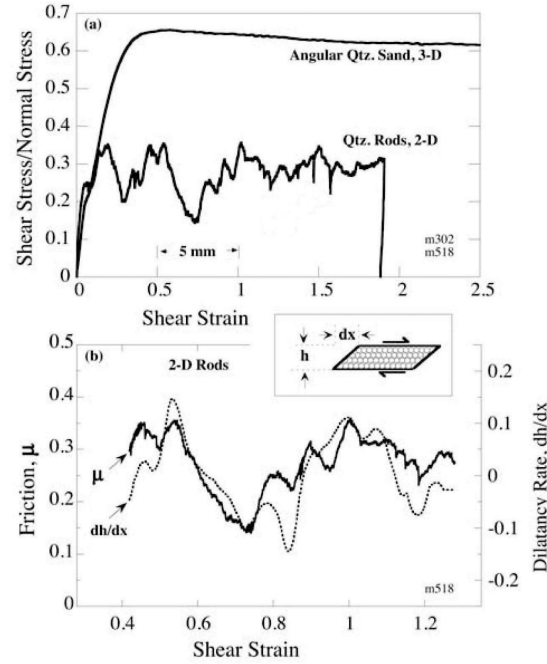


FIG. 1.25 – (a) : coefficient de friction en fonction de la déformation pour deux types de configurations du milieu granulaire : sable angulaire de quartz (trois degrés de liberté) et tiges de quartz (deux degrés de liberté). (b) : correspondance de la dilatation du milieu avec le coefficient de friction pour des tiges de quartz. Graphiques extraits de Frye *et al.* [10]

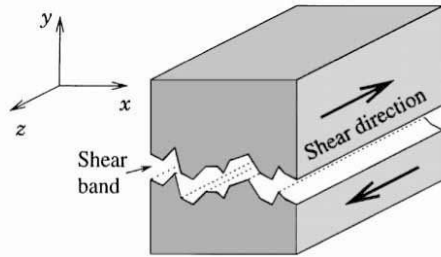


FIG. 1.26 – Processus schématique de la formation de la bande de cisaillement. Figure extraite de Török *et al.* [11]

### 1.3 Friction à l'intérieur d'un milieu granulaire

Albert *et al.* [13] ont fait une expérience où ils mesurent les fluctuations de force à l'intérieur d'un milieu granulaire. L'expérience a consisté à introduire le milieu gra-

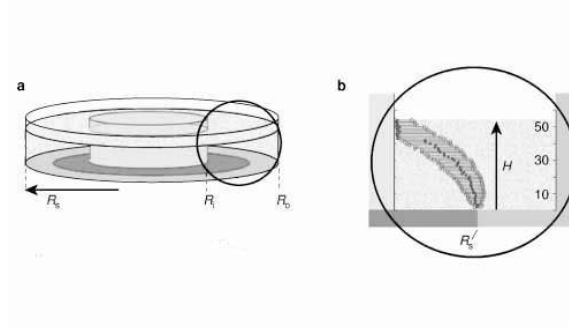


FIG. 1.27 – Schéma de l'expérience de Fenistein et van Hecke. Figure extraite de Fenistein *et al.* [12].

nulaire dans un cylindre de diamètre  $d_c$ . Dans le cylindre est introduite une tige dont les fluctuations de la force sont mesurées par des ressorts avec des raideurs comprises entre 5 et 100 N.cm<sup>-1</sup>. La tige est introduite dans le milieu à des hauteurs  $H_p$  qui sont comprises entre 20 et 190 mm. Le cylindre tourne à des vitesses correspondant à des vitesses linéaires d'entraînement  $V$  de la tige comprises entre 0.04 et 1.4 mm.s<sup>-1</sup>. Pour garder l'homogénéité du milieu granulaire les auteurs ont introduit un peigne qui permet d'homogénéiser l'échantillon. Ils ont utilisé des billes de verre qui ont un diamètre ( $d_b$ ) de : 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.1, 1.4, 1.6, 3.0 et 5 mm. Dans la figure 1.28 on observe cette configuration.

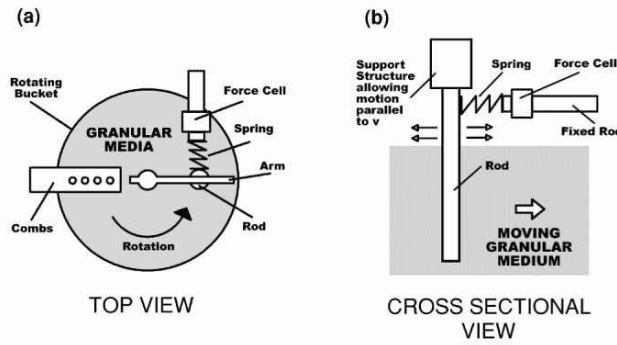


FIG. 1.28 – Schéma de l'expérience faite par Albert *et al.* [13]. La tige permet de mesurer la force de traînage du milieu granulaire. Figure extraite de Albert *et al.* [13].

Les auteurs identifient trois types des signaux :

- *périodique* : le signal ressemble à un signal de "stick-slip" régulier. Les auteurs observent ce comportement pour des grains avec un diamètre  $d_b \leq 1.1$  mm.
- *aléatoire* : le signal est très irrégulier et l'amplitude des fluctuations est très dispersée. Les auteurs observent ce comportement pour des billes plus grandes que 1.1

- mm. Les auteurs ne font pas d'étude détaillée de ce comportement.
- "stepped" : le signal ressemble à un signal de "stick-slip" régulier mais est caractérisé par des petits événements de "slip" dans la région de "stick".
- Sur la figure 1.29 on peut observer les trois régimes.

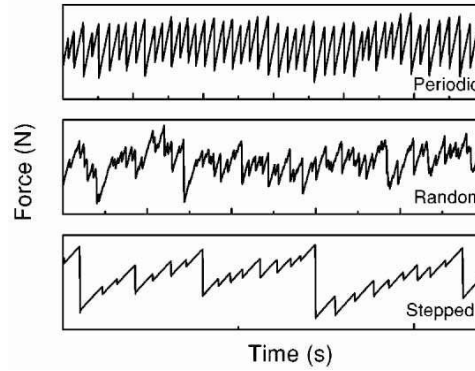


FIG. 1.29 – Graphiques des trois régimes (periodique, aléatoire et "stepped") de fluctuations observés par Albert *et al.* [13]. La transition entre ces trois régimes est déterminée par la taille de grains, la profondeur d'insertion de la tige et le diamètre du cylindre. Figure extraite de Albert *et al.* [13].

D'abord nous allons analyser le régime "périodique". On observe sur la figure 1.30 la distribution des maxima et minima de la force, les deux valeurs sont centrées sur deux pics séparés par une valeur de  $8\sigma$ , où  $\sigma$  est l'écart-type des valeurs des maxima et minima. L'explication de cette valeur est purement statistique, cela veut dire que 96% des valeurs des minima sont plus petites que 96% des distributions des maxima. Les auteurs utilisent l'écart-type pour pouvoir identifier ce régime.

Albert *et al.* observent que le régime dépend fortement de la valeur de la raideur du ressort, ainsi que de la vitesse d'entraînement du milieu granulaire. On observe sur la figure 1.31 que lorsqu'on augmente la raideur du ressort, la force commence à perdre sa forme de "stick-slip" régulier.

A la vue de ces résultats les auteurs étudient si ces paramètres (raideur du ressort et vitesse de entraînement) vont influencer sur le comportement du milieu granulaire. Les auteurs proposent cette idée : si une fluctuation correspond à l'équation  $\Delta F = kV\Delta t$  (où  $k$  est la raideur du ressort et  $V$  la vitesse linéaire d'entraînement), et si les valeurs de  $k$  et  $V$  changent la force seulement par cette relation, les graphiques qui correspondent à une analyse de puissance (c'est-à-dire une analyse de Fourier) du signal de la forme  $kVh(2\pi f) = g(2\pi f/kV)$  doivent être superposés, où  $f$  est la fréquence. Les auteurs montrent que cette affirmation est vraie dans le cas du régime périodique. Sur la figure 1.32 on observe les spectres de puissance superposés pour différentes valeurs de  $k$  et  $V$ .

Analysons maintenant le régime "stepped". Ce régime peut être observé en faisant

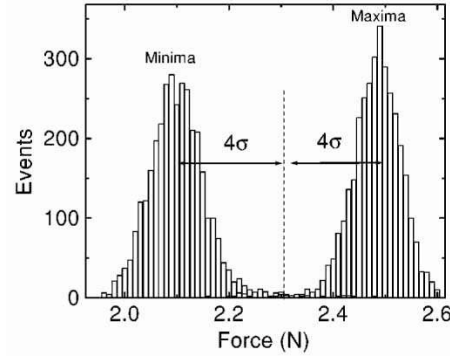


FIG. 1.30 – Distribution des maxima et minima dans le régime périodique de fluctuations. Cette expérience a été faite avec un cylindre de diamètre  $d_c=16$  mm, des billes avec un diamètre  $d_b=0.9$  mm et la tige est enfoncée sur une profondeur  $H_p=60$  mm.

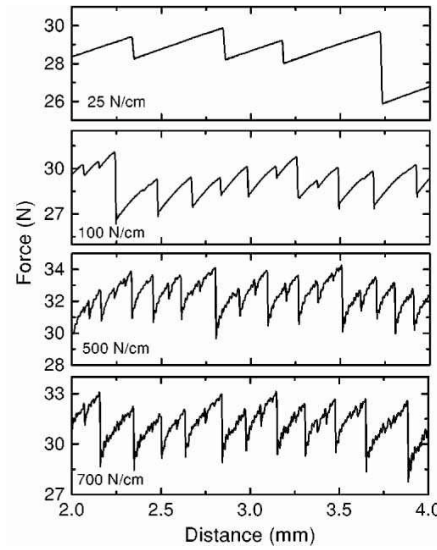


FIG. 1.31 – Effet de l'augmentation de la valeur de la raideur  $k$  du ressort. A des valeurs fortes de la raideur le caractère non linéaire va apparaître dans le signal, parallèlement les effets inertiels vont apparaître dans le signal. Figure extraite de Albert *et al.* [13].

l'expérience avec tous les diamètres mais avec une profondeur plus grande qu'une profondeur critique  $H_{pc}$  de 60 mm. Les auteurs font l'étude de la transition de ce régime vers le régime "périodique". Sur la figure 1.33, on voit des histogrammes qui représentent la transition du régime "périodique" au régime "stepped". Pour donner une explication à ce comportement les auteurs proposent un diagramme schématisé (fig. 1.34) où la présence des parois va jouer sur la formation de chaînes de force. On voit que pour de petites valeurs de  $H_p$ , quelques chaînes de force peuvent finir à la surface et le système peut



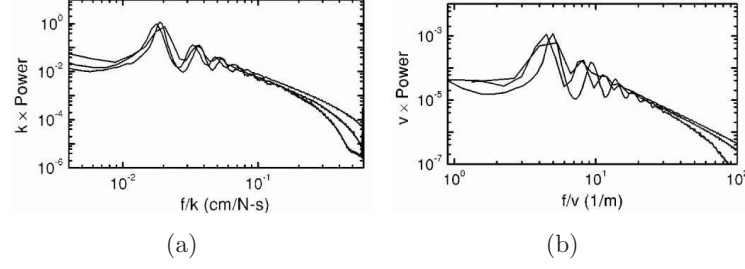


FIG. 1.32 – (a) Spectre de puissance pour différentes valeurs de  $k$  dans le régime périodique. La raideur  $k$  a été variée entre 25 et 100 N.cm<sup>-1</sup>. L'expérience correspond à des valeurs de  $H_p = 80$ mm,  $d_c = 16$  mm,  $d_b = 0.9$ mm. (b) Spectre de puissance pour différents valeurs de  $V$  dans le régime périodique. La vitesse  $V$  a été variée entre 0.05 et 0.2 mm.s<sup>-1</sup>. L'expérience correspond à des valeurs de  $H_p = 60$ mm,  $d_c = 16$  mm,  $d_b = 0.9$  mm. Figure extraite de Albert *et al.* [13].

relaxer, par contre pour des valeurs grandes de  $H_p$ , les chaînes de force ne peuvent que finir aux parois, alors le système ne peut pas relaxer. Selon cette hypothèse la valeur de  $H_{pc}$  correspond à la profondeur la plus grande pour laquelle toutes les chaînes de forces finissent aux parois. Pour des valeurs plus grandes que  $H_{pc}$ , le système est sous tension si bien que n'importe quelle instabilité peut créer un événement "slip". Le régime aléatoire n'est pas discuté par les auteurs.

Dans le même esprit, Geng et Behringer [44] ont étudié la contrainte qui se forme à l'intérieur d'un milieu granulaire lorsqu'il est cisailé. La contrainte est mesurée par un capteur de force qui est fixe. La figure 1.35 nous montre l'expérience que ces auteurs ont faite : une géométrie annulaire 2D a été étudiée dans laquelle les cylindres interne et externe sont fixes et la plaque inférieure tourne. Le milieu granulaire est composé d'un matériau photoélastique et les chaînes de force sont observées avec une caméra. Les particules sont des disques bidisperses avec des diamètres de 0.744 cm et 0.876 cm. Le milieu granulaire est entraîné avec une vitesse de rotation de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-4}$  m.s<sup>-1</sup>. Ces auteurs ont mesuré la force d'entraînement à l'intérieur du milieu granulaire et ils ont conclu que cette force est liée à la formation et à la structuration des chaînes de force.

Dans la figure 1.36 on voit la force que mesure Geng [14], cette force ressemble au régime aléatoire observé par Albert *et al.* [13].

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons situé notre travail sur le cisaillement de grains par rapport aux différentes expériences et aux différents modèles déjà publiés dans la littérature. Nous avons tout d'abord discuté le problème de la friction entre deux solides en discutant le

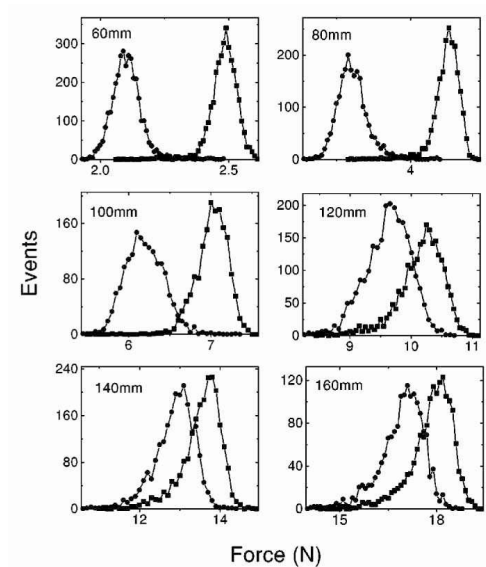


FIG. 1.33 – Histogrammes des maxima et minima de la force à différentes profondeurs  $H_p$ . Le régime "périodique" présente deux pics bien séparés, lorsque la profondeur augmente les deux pics se superposent. Figure extraite de Albert *et al.* [13].

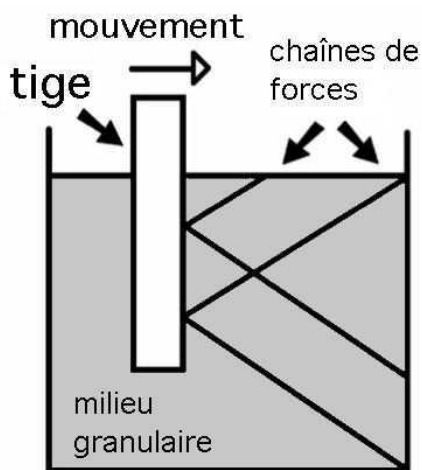


FIG. 1.34 – Diagramme schématique des chaînes de forces qui se forment dû à la présence des parois. Figure extraite de Albert *et al.* [13].

modèle de Coulomb, puis le modèle de Bowden et Tabor. Ces auteurs soulignent le rôle de l'aire de contact dans la friction entre deux solides. Cette idée est plus tard développée par Dieterich-Ruina : l'instabilité de "stick-slip" correspond à une longueur caractéristique de glissement, cette distance est reliée au renouvellement des aspérités

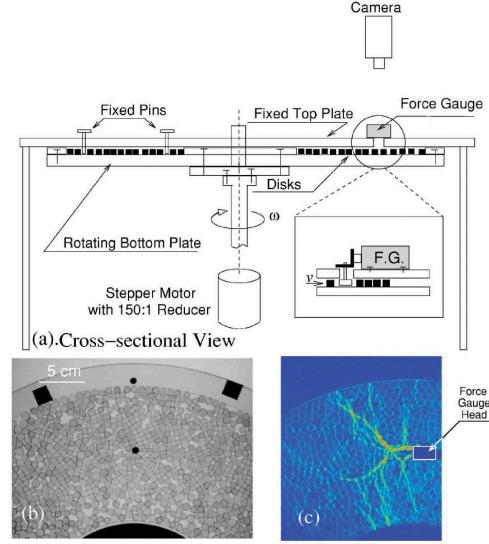


FIG. 1.35 – Schéma de l'expérience de Gheng et Behringer [14]. La plaque inférieure tourne et elle entraîne la mise en mouvement du milieu granulaire. La force à l'intérieur du milieu est mesurée. Figure extraite de Geng *et al.* [14].

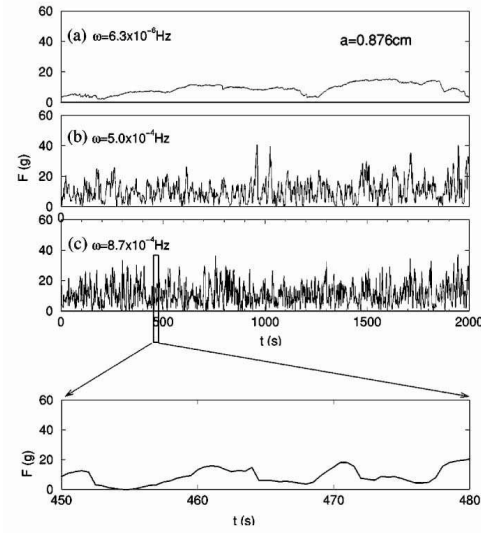


FIG. 1.36 – Force en fonction du temps à différentes vitesses angulaires. Les vitesses angulaires sont : (a)  $6.3 \times 10^{-6}$  Hz (b)  $5.0 \times 10^{-4}$  Hz , (c)  $8.7 \times 10^{-4}$  Hz.

en contact. Ce modèle phénoménologique de la friction entre deux solides, nous guidera dans notre étude de "stick-slip".

Après cette description des interactions de frottement entre deux solides, nous abor-

dons le sujet qui nous intéresse plus directement : le milieu granulaire. Le cisaillement d'un milieu granulaire est abordé en rappelant les expériences déjà faites. L'expérience de Nasuno *et al.* [5] montre qu'une dilatation du milieu est associée au cisaillement du milieu granulaire, parallèlement les auteurs observent un signal de "stick-slip" dans certaines conditions. Nous avons aussi étudié les expériences faites par Coste [8] et de Ryck [45], dans lesquelles le milieu granulaire est entraîné par des pales. Entre ces expériences on trouve une divergence qui va faire partie de la discussion de ce mémoire : est-ce que le cisaillement va être régi par le mouvement libre des billes ou est-ce les aspérités des grains qui vont jouer le rôle dominant comme dans la friction solide-solide ?



# Chapitre 2

## Humidité

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Expériences sur les milieux granulaires cohésifs . . . . .</b>	<b>55</b>
2.1.1	Expériences d'angle d'avalanche . . . . .	55
2.1.2	Autres expériences dynamiques . . . . .	57
<b>2.2</b>	<b>Effets de l'humidité en friction solide . . . . .</b>	<b>60</b>
<b>2.3</b>	<b>Description des interactions cohésives . . . . .</b>	<b>61</b>
2.3.1	Point de vue microscopique : ponts capillaires et ponts solides .	62
	Ponts solides: . . . . .	62
	Ponts capillaires: . . . . .	63
2.3.2	Modèle de Halsey-Levine de la force capillaire entre deux sur- faces rugueuses . . . . .	66
2.3.3	Point de vue macroscopique : modèle de contraintes d'adhésion	67
<b>2.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>68</b>

---

## 2.1 Expériences sur les milieux granulaires cohésifs

### 2.1.1 Expériences d'angle d'avalanche

L'expérience classique que les physiciens des milieux granulaires ont faite sur les milieux granulaires cohésifs est la mesure de l'angle de talus qui est soit l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) d'un empilement granulaire statique, soit l'angle de repos auquel le tas relaxe après avalanche ( $\theta_r$ ). La figure 2.1 représente les diverses méthodes pour mesurer l'angle de talus : un tambour tournant, un cratère, un rectangle tournant, la vidange d'un silo. [15, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68].

Albert *et al.* [60, 61, 64] ont mesuré l'angle de talus avec la méthode du cratère. Ils ont utilisé des billes de polystyrène de 800  $\mu\text{m}$  de diamètre. La cohésion entre les grains a été introduite en ajoutant une quantité faible d'huile (huile de maïs ou huile de pompe).

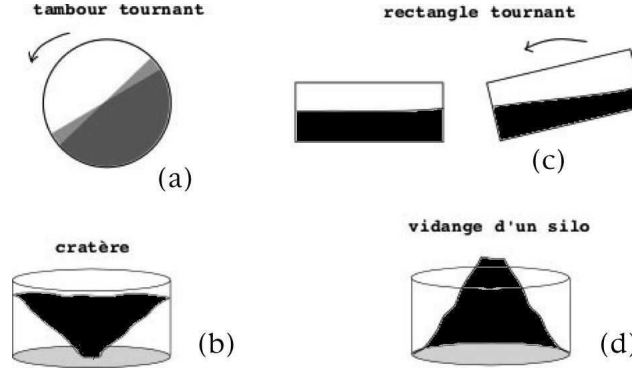


FIG. 2.1 – Différents types d'expériences pour mesurer l'angle de talus.

Les auteurs mettent en évidence une augmentation progressive de l'angle de repos ( $\theta_r$ ) avec la quantité de liquide introduite dans l'échantillon.

Frayssé *et al.* [15, 62, 63] utilisent une autre méthode où l'humidité relative est introduite dans le milieu granulaire à partir d'une vapeur. Un contrôle rigoureux de la température et de la pression assure un taux d'humidité homogène et constant dans l'échantillon. Ces auteurs ont mesuré l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) en tambour tournant (figure 2.2), sur des billes de verre de diamètre compris entre 200 et 250  $\mu\text{m}$ . Ces mesures ont été faites dans deux atmosphères différentes : une vapeur de n-heptane pour lequel les interactions avec le verre sont de type Van der Waals et l'eau pour laquelle les interactions avec le verre sont plus complexes. La figure 2.2 montre l'angle maximum de stabilité pour les deux liquides en fonction de la pression de vapeur relative dans la cellule. Ces auteurs observent qu'il existe un seuil d'humidité relative à partir duquel l'angle maximum de stabilité commence à augmenter, et qui dépend fortement du type de liquide.

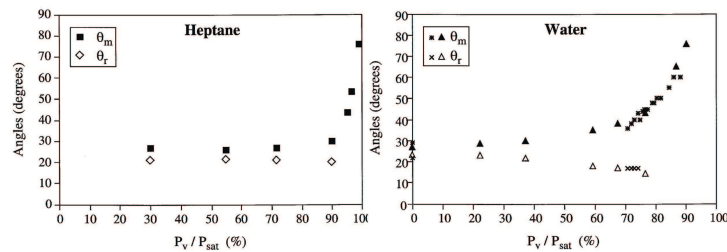


FIG. 2.2 – Angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) et angle de repos ( $\theta_r$ ) en fonction de la pression de vapeur relative pour deux types de liquides : n-heptane et eau. Graphiques extraits de Frayssé *et al.* [15]

Mason *et al.* [65] ont suivi la méthode représentée dans la figure 2.1c, c'est-à-dire un rectangle tournant. Ils ont mesuré l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) pour des billes de

verre de diamètre 240  $\mu\text{m}$ . Ils introduisent des forces capillaires en ajoutant directement un liquide dans le milieu granulaire. Ils utilisent deux types de liquides : l'hexadécane et le dimethylsulfoxyde dont les tensions superficielles sont 28.1 *dyne/cm* et 46.6 *dyne/cm* respectivement. Les auteurs concluent que l'angle maximum de stabilité  $\theta_m$  dépend de la fraction volumique de liquide ajouté ( $\phi_{liq}$ ) et de la tension superficielle  $\gamma_{liq}$  des liquides, donc des forces capillaires. Cette observation a été faite par Halsey *et al.* [22] qui proposent des régimes de formation des ponts capillaires dépendant de la surface des billes. Dans la section suivante nous ferons une discussion sur cette proposition.

Samadani *et al.* [67, 68] ont mesuré l'angle de repos ( $\theta_r$ ) résultant de la vidange d'un silo (voir figure 2.1d). Les interactions cohésives ont été introduites dans le milieu en mettant de l'eau ou du glycerol. Naturellement, les auteurs observent une augmentation de l'angle en fonction de la fraction volumique de liquide. Ils ont fait ces expériences avec des billes de verre qui ont des diamètres de : 0.1mm, 0.5 mm, 0.9 mm, 1.2 mm et 3.1 mm. Les auteurs ont aussi étudié la ségrégation qui se produit dans un milieu granulaire bi-disperse [56] ; ils ont observé que les interactions cohésives entre les grains produisent une réduction drastique de la ségrégation, cette réduction dépendant fortement de la quantité de liquide ajouté. Les auteurs proposent que le nombre de ponts liquides qui vont se former dépend de la quantité de liquide. Jusqu'à maintenant, on a vu qu'on est capable de modifier l'angle de talus (soit l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ), soit l'angle de repos ( $\theta_r$ )) en introduisant dans le milieu granulaire la vapeur d'un liquide ou en ajoutant un liquide lui-même. Dans les paragraphes précédents on a vu que les changements dans la valeur de l'angle de talus vont être déterminés par : (a) la fraction volumique du liquide ajouté dans le milieu granulaire, (b) la tension superficielle et (c) la viscosité du liquide ajouté.

Une question que nous nous posons après ces études est de savoir si les interactions cohésives qu'on ajoute modifient les autres propriétés rhéologiques du milieu granulaire. A ce propos Tegzes *et al.* [69, 70] ont fait une étude en utilisant le même protocole expérimental que Albert *et al.* (figure 2.1a) mais avec des billes de verre de 900  $\mu\text{m}$ . Les forces cohésives ont été introduites en ajoutant de l'huile de pompe dans le milieu granulaire. Ils identifient trois régimes d'écoulement du milieu granulaire : un régime "granulaire" où les mouvements des grains sont individuels, un régime "corrélé" où les grains bougent par amas plus ou moins gros suivant la quantité de liquide, un régime "viscoplastique" où l'écoulement rappelle celui d'un liquide visqueux.

D'autres expériences ont été faites en régime quasi-statique où la présence d'humidité introduit une évolution temporelle des changements dans la rhéologie du système. On consacre le chapitre 3 à ce sujet : *le vieillissement* [23, 24, 25].

### 2.1.2 Autres expériences dynamiques

Un autre type d'étude qui nous intéresse porte sur le rôle des ponts capillaires dans la fluidisation d'un milieu granulaire lorsqu'il est soumis à des vibrations avec une



accélération plus grande que la valeur de l'accélération de la gravité ( $g$ ). A ce propos, Geromichalos *et al.* [71, 16] ont fait des expériences où ils mesurent le seuil de fluidisation en fonction de la quantité d'eau ajoutée. L'expérience a été faite dans un récipient cylindrique de verre qui a un diamètre de 2.5 cm et une hauteur de 4cm. Ils ont utilisé des billes de verre polydisperse avec un diamètre compris entre 138  $\mu\text{m}$  et 500  $\mu\text{m}$ . Le récipient a été vibré à des amplitudes qui varient entre 1  $\mu\text{m}$  et 1 mm, et avec des fréquences comprises entre 20  $\text{Hz}$  et 333  $\text{Hz}$ . Les forces capillaires ont été introduites dans le milieu granulaire en ajoutant de l'eau.

On définit l'accélération adimensionnelle  $\Gamma$  au seuil de fluidisation comme :

$$\Gamma = 4\pi^2 \frac{A_f f^2}{g} \quad (2.1)$$

où  $A_f$  est l'amplitude de la vibration et  $f$  la fréquence de vibration au seuil de fluidisation. Les auteurs trouvent une dépendance du seuil de fluidisation avec la quantité d'eau ajoutée, le rayon des billes, la fréquence de vibration, la hauteur de la couche granulaire, et le seuil de fluidisation pour des billes sèches. Dans la figure 2.3, on voit la dépendance de  $\Gamma$ , en fonction de la fraction volumique d'eau ( $E$ ) introduite dans le système à différentes valeurs de la fréquence d'oscillation pour une taille de billes de 138  $\mu\text{m}$ .

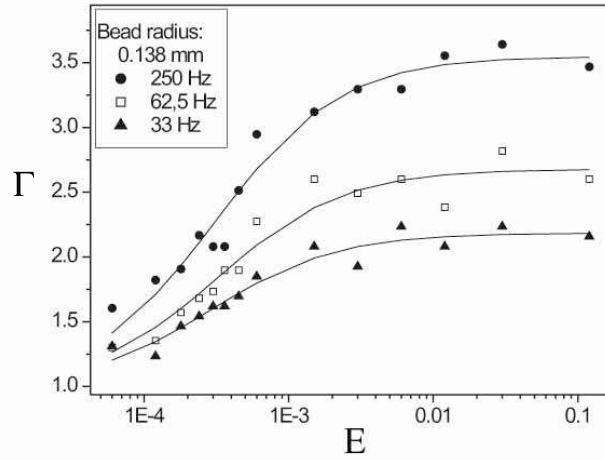


FIG. 2.3 – Dépendance de l'accélération de fluidisation en fonction de la quantité d'eau ajoutée, à différentes fréquences. Le diamètre des billes est de 138  $\mu\text{m}$ . Courbe extraite de Geromichalos *et al.* [16]

Récemment, Frye *et al.* [17] ont fait une étude de cisaillement de type biaxial de grains de quartz qui ont un diamètre compris entre 100 et 150  $\mu\text{m}$ . Ils ont observé aussi une augmentation du coefficient de friction dynamique. Dans la figure 2.4 on voit ce comportement. Une autre particularité est que l'amplitude des fluctuations augmente lorsque

l'humidité augmente. Ils interprètent ce résultat comme la combinaison de réactions chimiques et du renforcement des contacts. Ils observent aussi que l'évolution de la distance  $D_o$  du modèle de Dieterich-Rice-Ruina (DRR) diminue avec le taux d'humidité. Cela veut dire que l'humidité change de façon directe les contacts entre les deux blocs.

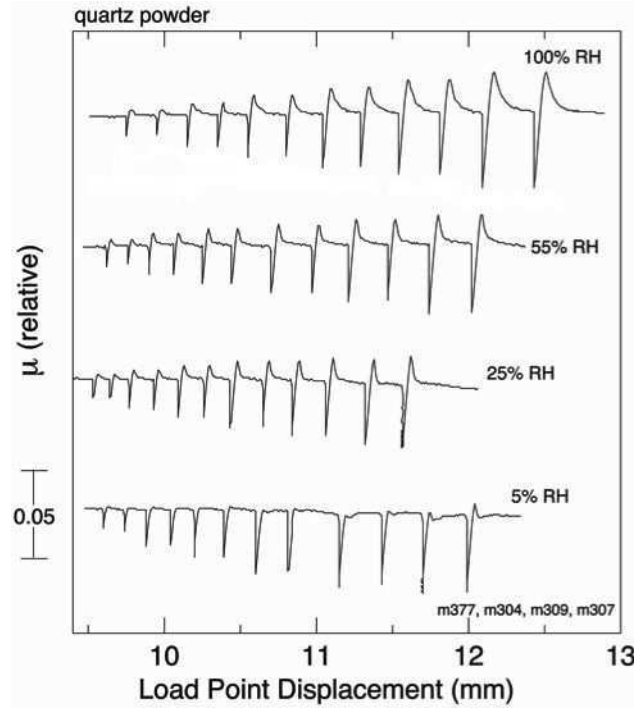


FIG. 2.4 – Contrainte de cisaillement pour des poudres de quartz à différentes valeurs du taux d'humidité et à une force normale de 25 MPa. Graphiques extraits de Frye *et al.* [17]

La figure 2.4 nous montre une augmentation de l'amplitude des fluctuations. Cette observation a été faite aussi par Cain *et. al* [18], dans une expérience de cisaillement annulaire (fig. 2.5a) avec des billes de verre qui ont un diamètre compris entre 150 et 180  $\mu\text{m}$ . Les auteurs mesurent le couple nécessaire pour maintenir en rotation le dispositif à une vitesse constante. On observe dans la figure 2.5b que le système se comporte selon deux régimes en fonction de la vitesse : a) glissement stable à une vitesse de 250  $\mu\text{m.s}^{-1}$  ; b) "stick-slip" à une vitesse de 2  $\mu\text{m.s}^{-1}$  ; dans les deux cas la charge normale a été de 62 kPa.

Dans le régime de "stick-slip" les auteurs mesurent les valeurs de la contrainte maximale et de la contrainte minimale et ils observent une augmentation de l'amplitude des fluctuations lorsque l'humidité relative augmente (figures 2.6a et b). Ces expériences ont été faites à différentes vitesses comprises entre 2 et 250  $\mu\text{m.s}^{-1}$ .

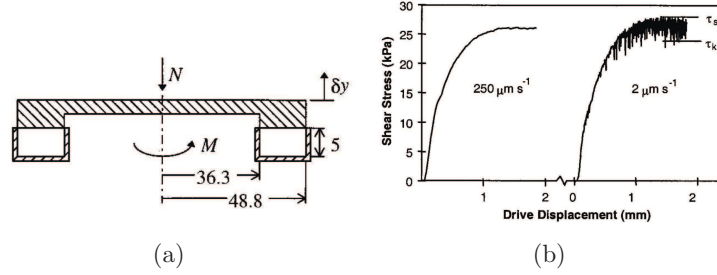


FIG. 2.5 – (a) Schéma de l'expérience de cisaillement annulaire. Une charge normale  $N$  est appliquée sur l'échantillon. Le couple et les changements de la hauteur du couvercle sont mesurés, (b) Observation des deux régimes : glissement stable et "stick-slip", la charge normale appliquée a été de 62kPa. Courbe extraite de Cain *et al.* [18]

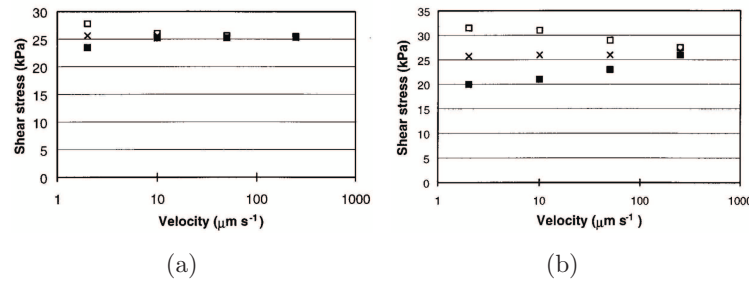


FIG. 2.6 – Valeurs de la moyenne et des maxima et minima de la contrainte en fonction de la vitesse. (a)  $RH=23 \pm 4\%$ , (b)  $RH=38 \pm 4\%$ . La charge normale appliquée a été de 62kPa. Courbe extraite de Cain *et al.* [18]

## 2.2 Effets de l'humidité en friction solide

Dans cette partie nous mettons en évidence l'effet de lubrification qui peut apparaître dans la friction solide en présence d'humidité. Les effets de l'humidité sur la friction ont été étudiés par Dieterich et Conrad en 1984 [19]. Ils ont étudié le cisaillement de roches de quartz à hautes valeurs des contraintes normales (2 MPa - 85 MPa) (voir fig. 2.7). L'expérience a été faite à des vitesses comprises entre  $1 \mu\text{m.s}^{-1}$  et  $10 \mu\text{m.s}^{-1}$ . Ils observent que lorsque le système, initialement, dans un régime de "stick-slip", est placé dans une atmosphère humide, la contrainte diminue, ainsi que l'amplitude des fluctuations (fig. 2.8). Les auteurs concluent que la présence d'humidité dans le système change le nombre de contacts, donc change l'aire de contact, ce qui conduit à un glissement stable (lubrification). D'autre part, le coefficient de frottement statique a toujours augmenté avec la présence de l'humidité.

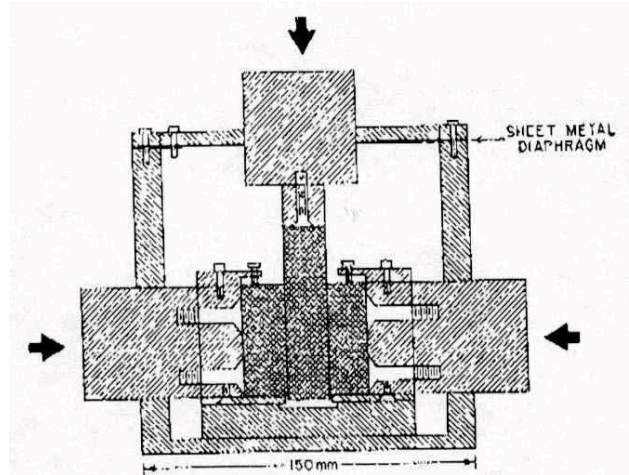


FIG. 2.7 – Schéma de l'expérience de Dieterich et Conrad [19] : cisaillement d'une roche par d'autres roches à hautes pressions. Figure extraite de Dieterich et Conrad [19]

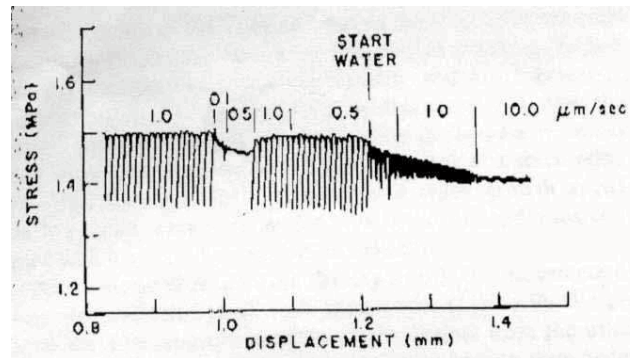


FIG. 2.8 – Contrainte de cisaillement pour des roches de quartz à une pression de 1.7 MPa. La vitesse moyenne est donnée au dessus du signal en  $\mu\text{m.s}^{-1}$ . Courbe extraite de Dieterich *et al.* [19]

## 2.3 Description des interactions cohésives

Dans cette section nous allons étudier les interactions qui peuvent se former dans un milieu granulaire composé de billes de verre en présence d'humidité, c'est le système que nous considérons dans les expériences que nous détaillerons dans les chapitres 4 et 5.

### 2.3.1 Point de vue microscopique : ponts capillaires et ponts solides

Dans l'expérience de Fraysse *et al.* [15], déjà décrite dans la section 2.1.1, les auteurs observent une dépendance de l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) et de l'angle de repos ( $\theta_r$ ) avec le type d'atmosphère "humide" : dans la figure 2.2 on voit que pour une atmosphère humidifiée avec de l'eau, l'angle maximum de stabilité augmente lentement dès 30 à 40 % de taux d'humidité, par contre, dans l'atmosphère humidifiée avec de l'heptane, l'angle maximum de stabilité augmente seulement et de façon brusque au delà de 90% de taux d'humidité.

Après ces expériences, Olivi-Tran *et al.* [20] ont réalisé des simulations numériques par dynamique moléculaire en prenant en compte des forces cohésives. Dans le cas d'une atmosphère humidifiée avec du n-heptane, les auteurs utilisent un ressort de raideur  $k$  pour modéliser les ponts capillaires entre deux grains ; cette valeur  $k$  dépend de la tension superficielle et de la viscosité du liquide, de  $d_i, d_j$  les diamètres des billes, et de  $r_{eff}$  le rayon effectif entre deux particules ( $1/r_{eff} = 1/d_i + 1/d_j$ ), et la force capillaire dépend de  $k$  :

$$f_{cap} = kr_{eff} \frac{1}{2} (d_i + d_j) \quad (2.2)$$

où la variable est le rayon effectif ( $r_{eff}$ ), et où les diamètres des billes et la raideur du ressort sont constants. Dans le cas d'une atmosphère humidifiée avec de l'eau, une force constante avec critère de rupture est utilisée.

En faisant des simulations de type dynamique moléculaire en 2D, les auteurs trouvent une correspondance entre les angles maximum de stabilité numérique et expérimental (figure 2.9). Cela veut dire que dans ce système on peut avoir des interactions entre les billes de nature différente en fonction de l'atmosphère : dans le cas de l'heptane, une force capillaire caractérisée par l'équation d'un ressort et dans le cas de l'eau, une force cohésive constante. Les auteurs proposent que cette dernière force est de caractère chimique et que la surface de la bille joue un rôle important dans la formation des ponts capillaires et des pont "solides" à l'origine de cette force cohésive constante. Le modèle de ponts capillaires a été utilisé dans la troisième partie (voir partie III) de ce mémoire afin de simuler le cisaillement d'un milieu granulaire à deux dimensions.

D'après les travaux de Olivi-Tran *et al.* [20], on peut donc distinguer deux types d'interactions dans un système granulaire composé de billes de verre dans un système humidifié : ponts solides et ponts capillaires. Nous allons maintenant les décrire en détail.

#### Ponts solides :

L'interaction de type "pont solide" a été déduite d'observations expérimentales par Olivi-tran *et al.* [20]. Les auteurs expliquent que cette interaction est due à un processus chimique à la surface des billes. Le processus chimique qui se produit est le suivant : les

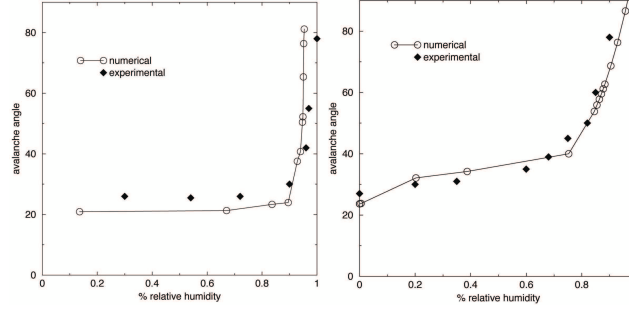
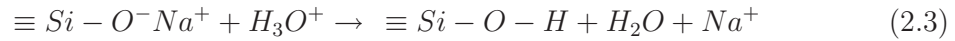
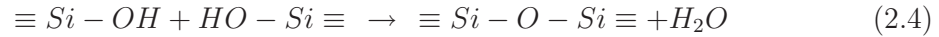


FIG. 2.9 – Angles maximum de stabilité expérimental et numérique en fonction du taux d’humidité : (a) atmosphère humidifiée avec de l’heptane, (b) atmosphère humidifiée avec de l’eau. Courbe extraite de Olivi-tran *et al.* [20]

cations alcalins que contient le verre, comme par exemple le sodium, réagissent avec les ions  $H_3O^+$  de l’eau par un processus rapide d’inter-diffusion. La réaction chimique est :



La surface du verre devient alors pauvre en sodium et riche en eau et en ions silanol. Avec le temps, cette surface devient de plus en plus hydratée et il se forme une couche similaire à un gel de silice microporeux. Cette couche va faciliter la formation des liaisons  $Si - O - Si$  entre deux billes à travers un processus de poly-condensation des liaisons  $Si - OH$  :

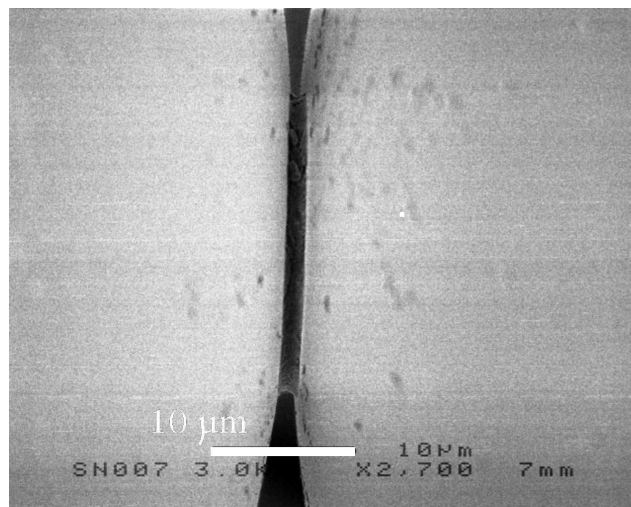


Dans la figure 2.10 on observe des photos obtenues par MEB (Microscopie Electronique à Balayage) de ponts solides : pour prendre ces photos les auteurs ont laissé les billes de verre immergées dans l’eau pendant 24 heures, et les ont séchées dans un four à  $100^\circ C$  pendant 12 heures. Sur la photo 2.10a, on observe un pont solide formé entre deux billes, ce pont solide a une taille de l’ordre de  $30 \mu m$ . Sur la photo 2.10b, on observe les restes d’un pont solide cassé sur la surface d’une bille.

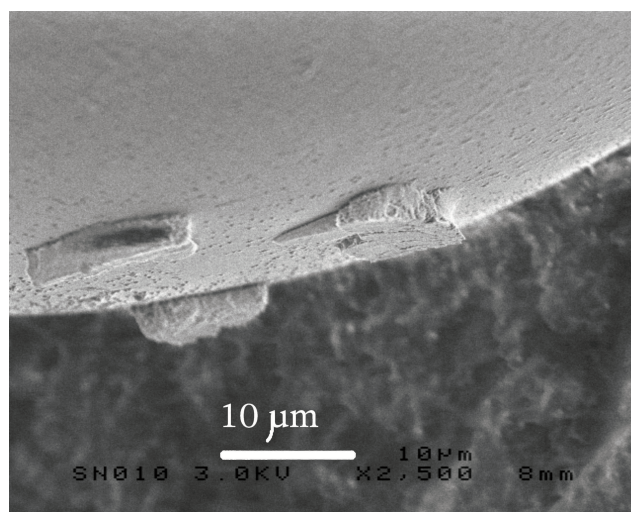
Olivi-tran *et al.* ont montré [20] que ce pont solide peut être modélisé comme une force constante entre les billes dans l’expérience du tambour tournant.

### Ponts capillaires :

Pour se rendre compte du rôle des ponts capillaires dans la rhéologie du système, il faut introduire les ordres de grandeur associés aux ponts capillaires. Pour cela, on utilise la thermodynamique classique et on étudie comment se forme un pont capillaire entre deux surfaces.



(a)



(b)

FIG. 2.10 – Photographies faites par MEB (Microscopie Electronique à Balayage) de ponts solides dus à des réactions chimiques entre le verre sodo-calcique et l'eau. Photos de Olivi-Tran *et al.* [20]. (a) Photo d'un pont solide qui s'est formé entre deux billes. (b) Restes d'un pont solide cassé sur la surface d'une bille.

La condensation capillaire consiste en une transformation physique de l'état vapeur à l'état liquide ; la thermodynamique du système va dépendre de la pression de vapeur sous-saturante et de la distance de séparation  $H_c$  entre les deux surfaces entre lesquelles le liquide va se condenser. Lorsque le système est thermodynamiquement stable, la condition à laquelle cette distance deviendra critique pour avoir une condensation sera :



$$H_c = -2 \frac{\gamma_{LV} \cos(\theta)}{\Delta\rho \Delta\mu_c} \quad (2.5)$$

où  $\gamma_{LV}$  est la tension superficielle entre les phases liquide-vapeur,  $\theta$  est l'angle de mouillage de la surface,  $\Delta\rho = \rho_L - \rho_{vap}$  est la différence de concentration en molécules entre les phases liquide et vapeur,  $\Delta\mu_c$  est la différence entre le potentiel chimique  $\mu_c$  et le potentiel chimique du système à la coexistence liquide-vapeur  $\mu_{sat}$ . Le *rayon de Kelvin*, défini comme le rayon de courbure du ménisque du pont capillaire, vaut :

$$r_k = \frac{\gamma_{LV}}{\Delta\rho \Delta\mu_c} \quad (2.6)$$

Dans le cas limite de mouillage total, c'est-à-dire quand  $\cos(\theta) = 0$ , la distance critique de transition vapeur-liquide est égale à deux fois la valeur absolue du rayon de kelvin ; dans le cas du mouillage partiel, l'équation 2.5 devient :

$$H_c = -2r_k \cos(\theta) \quad (2.7)$$

Restagno [21] présente la courbe du rayon de Kelvin pour le cas de l'eau (figure 2.11) :

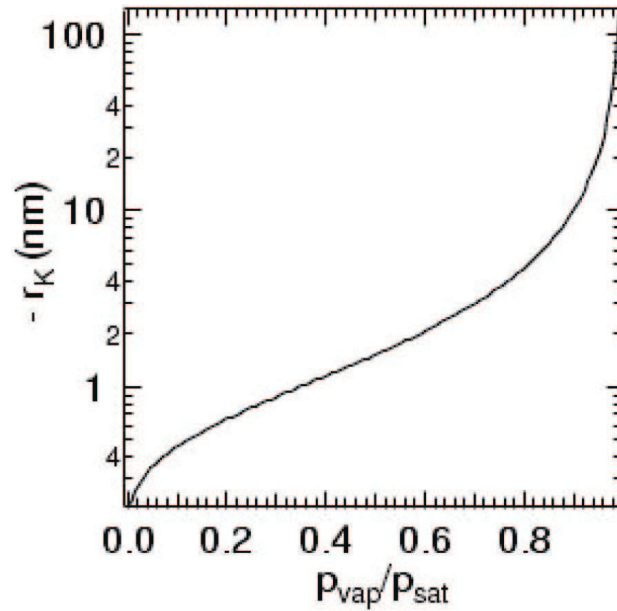


FIG. 2.11 – Valeur absolue du rayon de Kelvin en fonction de la pression de vapeur relative pour l'eau à 298 K . Courbe extraite de Restagno [21].

On observe que pour une valeur du taux d'humidité de 80% le rayon de Kelvin vaut environ 5 nm pour l'eau à une température de 298 K ; et pour une atmosphère sèche ( $\sim 10\%$  de taux d'humidité) ce rayon vaut quelques dixièmes de nanomètres.



Si on calcule la force d'adhésion entre deux sphères lisses de rayon  $R$ , on a :

$$F_{adh} = 2\pi R_b \gamma_{SV} \quad (2.8)$$

où  $R_b$  est le rayon des billes,  $\gamma_{SV}$  la tension superficielle solide-vapeur. Calculons le poids d'une bille de verre, de densité  $2530 \text{ kg/m}^3$ , et de rayon  $175 \mu\text{m}$ . Ce poids vaut  $55.54 \times 10^{-9} \text{ N}$ . D'après l'équation 2.8, la force d'adhésion sera capable de supporter le poids de 50 billes de verre. Ce modèle est valable seulement dans le cas où le ménisque se forme entre deux billes parfaitement lisses, et en contact. En particulier la force ne dépend pas de la quantité de liquide dans le ménisque. Dans le cas réel, la quantité de liquide dans le milieu et les aspérités de la surface vont jouer sur le nombre des ponts liquides de taille nanoscopique qui vont se former, donc sur la force d'adhésion.

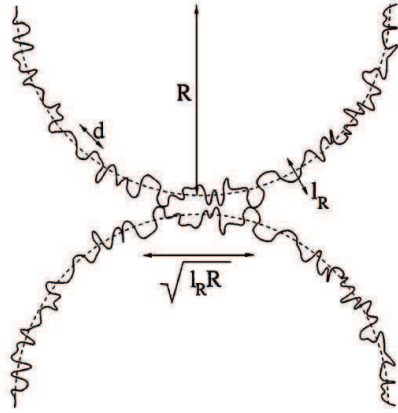
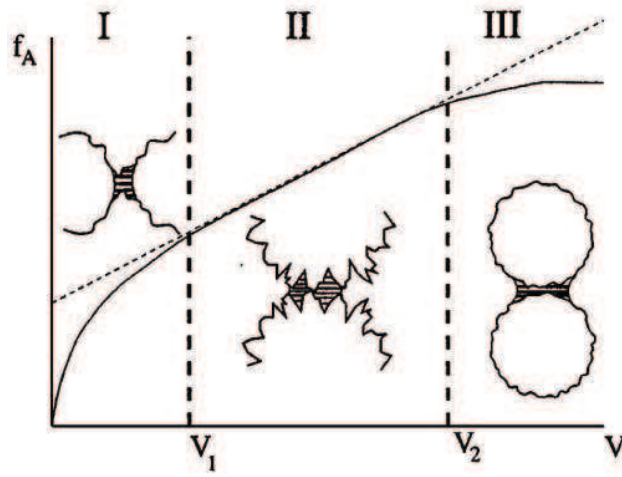
### 2.3.2 Modèle de Halsey-Levine de la force capillaire entre deux surfaces rugueuses

Dans la section antérieure, nous avons étudié la force que produit la formation d'un pont capillaire entre deux surfaces parfaites. Le but de cette section est d'étudier un modèle introduit par Halsey et Levine [22] dans lequel ils étudient la formation de ponts capillaires entre billes avec aspérités de surfaces. Il s'agit d'un modèle de condensation capillaire qui tient compte des fluctuations verticales ( $l_r$ ) et des fluctuations latérales ( $d$ ) de la surface des billes (figure 2.12). La rugosité de la surface est décrite en prenant une fonction  $\delta(x)$  qui donne la distance moyenne entre les surfaces de deux particules à une distance latérale  $x$ . On écrit cette expression comme :

$$\delta(x) = l_r f(x/d) \quad (2.9)$$

La fonction  $f(x/d)$  est définie comme une fonction puissance et elle est seulement valable dans le cas où les deux billes sont en contact. Pour des valeurs plus grandes que cette distance  $\delta(x)$  (voir figure 2.12) la courbure de la sphère détermine la distance locale entre les billes.

Avec cette définition et en changeant le volume du liquide qu'il peut y avoir entre les deux sphères, les auteurs trouvent trois régimes pour la force de cohésion : régime d'aspérité où la force varie comme la racine cubique du volume, régime de rugosité où la force varie de façon linéaire avec le volume, et le régime sphérique où la force est indépendante du volume. On voit dans la figure 2.13 ces régimes et comment ils évoluent avec le volume du liquide. Les auteurs trouvent que l'angle maximum de stabilité varie linéairement avec le volume de liquide dans le régime sphérique. Ce comportement a été observé expérimentalement par Hornbaker *et al.* [64].

FIG. 2.12 – Région de contact entre deux sphères rugueuses de rayon  $R$ .FIG. 2.13 – La force d'adhésion en fonction du volume du liquide au contact entre les deux grains permet de distinguer trois régimes : I) régime d'aspérité, II) régime de rugosité et III) régime sphérique. Graphique extrait de Halsey *et al.* [22].

### 2.3.3 Point de vue macroscopique : modèle de contraintes d'adhésion

Dans cette section, on étudie le travail fait par Bocquet *et al* [72]. Ils ont étudié un tas granulaire qui fait un angle  $\theta$  avec l'horizontale, et qui peut relaxer vers un certain angle  $\alpha$  (figure 2.14). Bocquet *et al.* ont montré que la contrainte d'adhésion est :

$$c_{adh} = c_0 \left( \frac{\sigma_n}{\sigma'_0} \right)^n \quad (2.10)$$

où  $\sigma_n$  est la contrainte normale du tas sans adhésion,  $n$  est un paramètre du matériau,  $\sigma'_0$  est la contrainte normale initiale et  $c_0$  est la contrainte d'adhésion initiale.

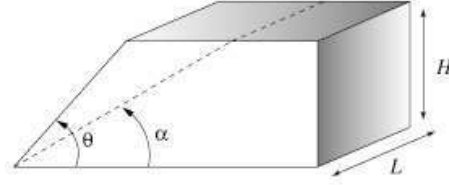


FIG. 2.14 – Tas de sable. L'angle  $\theta$  représente l'angle de repos du tas et l'angle  $\alpha$  est l'angle auquel le tas va relaxer ; cet angle dépend de la cohésion du milieu granulaire.

Les auteurs en faisant un bilan des force trouvent des conditions pour l'angle maximum de stabilité en fonction du paramètre  $n$ . Dans le cas  $n = 1$  la solution pour l'angle maximum de stabilité est  $\alpha = \theta_r$ , cela veut dire que la relaxation se passe à la surface du tas, les auteurs ont appelé ce régime "régime granulaire", cela fait un rappel du travail de Tegzes *et al.* [69, 70]. Dans le cas  $n = 0$  la solution sera  $\alpha = (\theta_0 + \theta/2)$ , où  $\theta_0$  est l'angle défini par le coefficient de friction statique, c'est-à-dire le résultat classique pour une force d'adhésion constante [73]. Dans le cas  $0 < n < 1$ , on trouve une dépendance particulière avec la profondeur  $H$  du tas. Ce régime est appelé "régime d'avalanche dépendant de la taille". Ce travail met en évidence que l'existence d'une force de cohésion dans le système va changer ses propriétés rhéologiques, qui vont être modulées par une constante de cohésion  $n$ .

## 2.4 Conclusion

Dans cette partie nous avons étudié les différentes expériences déjà faites sur les milieux granulaires humides. On a identifié que les interactions de type cohésif dans les grains vont être déterminées par la quantité de liquide ajoutée, la tension superficielle du liquide et sa viscosité. Les interactions qui sont de type ponts capillaires vont se former entre les aspérités des deux surfaces par simple condensation et vont dépendre du volume du liquide. A partir de cette variable on peut avoir trois régimes de la force d'adhésion entre deux billes : régime d'aspérité, régime de rugosité et régime sphérique. Ce modèle proposé par Halsey et Levine reste encore théorique, jusqu'à maintenant il n'y a pas eu d'observation expérimentale des trois régimes de ponts capillaires, le sujet de la dynamique des milieux granulaires humides reste ouvert.

Un autre type d'interaction cohésive qui peut se former dans un milieu granulaire humide est donné par des ponts solides. Cette interaction existe dans le cas où le milieu granulaire est formé par des billes de verre sodo-calcique et l'atmosphère humide par de l'eau. Cette interaction est le résultat d'une réaction chimique entre les composants du milieu (le verre et l'eau). Un pont solide introduit entre deux billes une force constante.

Toutes ces interactions vont jouer sur la rhéologie du système. On peut définir une

contrainte de cohésion dans le milieu, qui peut déterminer le comportement d'un tas granulaire. Dans le cas de l'angle d'avalanche, on observe trois régimes : un régime "granulaire" où les mouvements des grains sont individuels, un régime "corrélé" où les grains bougent par amas plus ou moins gros suivant la quantité de liquide, un régime "visco-plastique" où le mouvement rappelle celui d'un liquide visqueux. Ces régimes ont été identifiés et caractérisés expérimentalement [69, 70].

Enfin, on trouve que l'humidité introduit beaucoup de changements dans la rhéologie d'un système granulaire, et notre travail est d'étudier ces changements dans un contexte expérimental.



# Chapitre 3

## Vieillessement d'un milieu granulaire

### Sommaire

<b>3.1 Vieillessement comme processus mécanique . . . . .</b>	<b>71</b>
3.1.1 Vieillessement et angle d'avalanche . . . . .	71
3.1.2 Vieillessement dans le "stick-slip" . . . . .	76
<b>3.2 Réactions chimiques dans le vieillissement d'un milieu granulaire . . . . .</b>	<b>79</b>
<b>3.3 Conclusion . . . . .</b>	<b>82</b>

On peut définir le vieillissement comme une évolution des propriétés physiques ou chimiques d'un matériau en fonction du temps. Dans le domaine des milieux granulaires humides, les aspect physique et chimique sont présents : formation lente de ponts liquides entre grains [23, 66, 74], ou interaction chimique entre le milieu granulaire et l'atmosphère à laquelle le milieu est soumis [20, 29].

### 3.1 Vieillessement comme processus mécanique

#### 3.1.1 Vieillessement et angle d'avalanche

En 1998 Bocquet *et al.* [23] ont fait des mesures de l'angle maximum de stabilité dans une configuration de type tambour tournant (voir chapitre 2) avec des billes de verre. Le milieu granulaire était soumis à une atmosphère d'humidité contrôlée pour laquelle le rapport de la pression de vapeur d'eau et de la pression de vapeur saturante ( $P_v/P_{sat}$ ) était mesuré. Le diamètre des billes utilisées était de 200  $\mu\text{m}$ . Les auteurs ont observé une augmentation de l'angle maximum de stabilité en fonction du temps d'attente. Ce temps d'attente ( $t_w$ ) est défini par le temps pendant lequel le milieu granulaire est vieilli en présence d'humidité. Tout d'abord le tambour tournant est mis en rotation avec le milieu granulaire afin d'homogénéiser l'humidité dans l'échantillon ; après plusieurs heures (généralement 48 heures de rotation) le tambour tournant est arrêté et ce temps

est pris comme  $t_w = 0$ . L'évolution de l'angle maximum de stabilité a été observée pour des temps compris entre  $t_w = 5$  s et  $t_w = 2$  h. Cette expérience a été la première observation du *vieillissement* dans le domaine des milieux granulaires.

Le vieillissement de l'angle maximum de stabilité s'est avéré dépendre fortement du taux d'humidité : aucun vieillissement n'a été observé à faible taux d'humidité tandis que l'effet de vieillissement augmente fortement avec le taux d'humidité. D'autres facteurs peuvent jouer sur le vieillissement de l'angle maximum de stabilité : l'angle de référence  $\theta_{ref}$  (défini comme l'angle auquel on laisse le milieu granulaire vieillir dans le tambour tournant) et l'usure des billes. Restagno [21] a étudié l'influence de ces paramètres dans le vieillissement de l'angle maximum de stabilité. Dans la figure 3.1a, Restagno *et al.* [21] donne l'évolution de l'angle maximum de stabilité en fonction du temps de repos du tas pour un échantillon de billes de verre d'un diamètre compris entre 200 et 250  $\mu\text{m}$ . L'humidité est fixée à 43%, ces résultats sont obtenus pour un angle de vieillissement  $\theta_{ref} = 0$  et pour un angle de référence  $\theta_{ref} = 28^\circ$ . On observe que pour un angle  $\theta_{ref} = 0$  il n'y a pas de vieillissement, par contre pour un angle de référence de  $28^\circ$  l'angle maximum de stabilité augmente en fonction du temps. L'auteur propose que des mouvement précurseurs au cours du changement d'inclinaison peuvent modifier les contacts et ont pour effet d'inhiber le vieillissement. La figure 3.1b présente l'effet du lavage des billes dans le vieillissement de l'angle maximum de stabilité. Restagno observe que l'évolution de l'angle maximum de stabilité pour un échantillon sans lavage est plus marquée que pour un échantillon rincé à l'eau du robinet. Les échantillons sont composés de billes de verre d'un diamètre compris entre 200 et 250  $\mu\text{m}$ , l'humidité est fixée à 43%. L'auteur conclut que l'opération de lavage supprime les particules de très petites tailles, ce qui change la surface spécifique du matériau, et peut modifier la géométrie ou les propriétés des contacts.

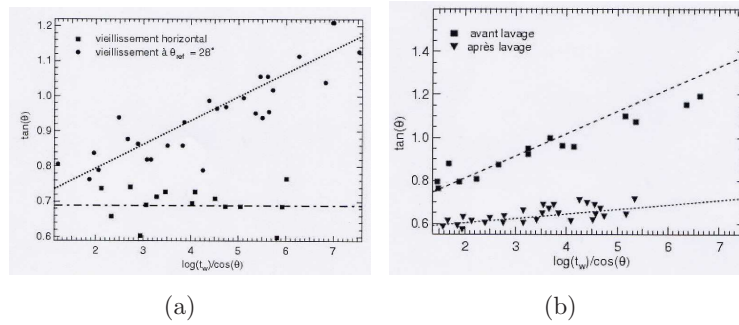


FIG. 3.1 – (a) Vieillissement de l'angle maximum de stabilité pour  $\theta_{ref} = 0^\circ$  et pour  $\theta_{ref} = 28^\circ$  (b) Vieillissement pour deux types de billes de verre : avant lavage et après lavage. Figures extraites de [21]

Pour comprendre le vieillissement du milieu granulaire, Bocquet *et al.* [23] et Restagno *et al.* [66] proposent un modèle de condensation de l'eau dans le milieu granulaire.

L'hypothèse principale de ce modèle est la formation lente de ponts liquides entre les micro-aspérités des surfaces des billes. A faible taux d'humidité, des nano-ménisques vont se former entre les aspérités jusqu'à la formation totale du ménisque entre deux billes à fort taux d'humidité (voir chapitre 2). Le nombre de ponts liquides augmente avec le temps suivant un processus d'activation décrit ci-dessous, donc la force cohésive due aux ponts liquides augmente avec le temps.

En se basant sur cette hypothèse, considérons le contact au niveau local entre les deux surfaces (figure 3.2). Deux aspérités en regard sont séparées par une distance  $e$  ; si cette distance est équivalente à la taille caractéristique du ménisque, c'est-à-dire au rayon de Kelvin ( $r_k$ , voir figure 3.2), alors une condensation capillaire peut se produire entre les deux surfaces des billes.

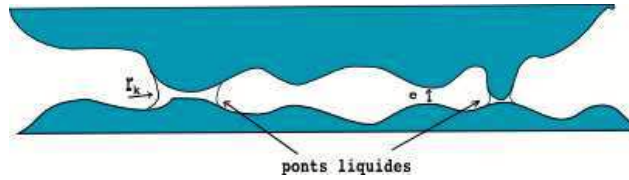


FIG. 3.2 – Représentation graphique des ponts liquides entre les aspérités de deux surfaces.

La différence d'énergie libre ( $\Delta E$ ) dont le système a besoin pour condenser l'eau depuis la vapeur sous-saturante dépend de la tension superficielle solide-vapeur, de la tension superficielle solide-liquide et du volume nécessaire pour la formation du pont liquide ( $\nu_l$ ). Dans le cas des deux aspérités en regard, on peut définir ce volume comme :

$$\nu_l = a_0^2 e \quad (3.1)$$

où  $e$  est la distance minimale entre les deux surfaces et  $a_0^2$  est une aire de nucléation typique.

Le processus d'activation conduisant à la création d'un pont liquide correspond au dépassement de la barrière de potentiel qui sépare l'eau à l'état vapeur de l'eau à l'état liquide à la surface des billes. Donc le temps d'activation  $\tau_{act}$  que met le pont liquide pour se former entre deux aspérités dépend de  $\Delta E$  (autrement dit la barrière de potentiel), de  $k_B T$ , et d'un paramètre  $\tau_0$  qui est un temps d'activation minimal. Le temps d'activation  $\tau_{act}$  est donné par une loi d'Arrhenius :

$$\tau_{act} \approx \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (3.2)$$

Après un temps d'attente  $t_w$  pendant lequel le milieu granulaire a été soumis à une atmosphère humide, seuls les ponts liquides avec un temps d'activation  $\tau_{act}$  plus petit que  $t_w$  seront formés entre les billes.



On sait que la force d'adhésion ( $F_{adh}$ ) est proportionnelle à l'aire de contact  $a_0^2$  et que la différence d'énergie  $\Delta E$  dépend de cette aire aussi. L'équation 3.2 conduit alors à une dépendance exponentielle du temps d'activation  $\tau_{act}$  avec la force d'adhésion. Donc la force d'adhésion ( $F_{adh}$ ) va dépendre du temps sous forme logarithmique :

$$F_{adh}(t_w) \approx \gamma_{liq} d \frac{1}{\ln(P_{sat}/P_v)} \ln\left(\frac{t_w}{t_0}\right) \quad (3.3)$$

où  $\gamma_{liq}$  est la tension superficielle du liquide,  $t_0$  est un temps de référence et  $d$  est une distance prenant en compte les caractéristiques géométriques du contact.

Si on prend la relation de Coulomb pour un tas de grains (voir chapitre 1), et si on introduit cette force d'adhésion additionnelle qui nous permet de modéliser la cohésion due aux ponts liquides, on obtient l'équation pour l'angle maximum de stabilité  $\theta_w$  en fonction du temps :

$$\tan \theta_w(t_w) \approx \tan \theta_{ref} + \frac{A_t}{\cos \theta_w(t_w)} \log\left(\frac{t_w}{t_0}\right) \quad (3.4)$$

où  $A_t$  dépend du taux d'humidité et  $t_0$  est un temps de référence. Dans la figure 3.3, on observe la dépendance logarithmique de l'angle d'avalanche avec le temps. Ce modèle reproduit l'évolution de  $\theta_w$  avec le temps d'attente et la dépendance de l'humidité avec une bonne approximation. On voit que ce modèle propose l'évolution de l'angle d'avalanche comme un processus uniquement mécanique et que la formation des ponts liquides est caractérisée par un certain temps ( $\tau_{act}$ ) et un processus d'activation.

Pour cette même expérience : configuration de type tambour tournant, billes de verre sous une atmosphère d'humidité contrôlée, Restagno *et al.* [24] proposent un autre modèle mécanique pour l'évolution de l'angle maximum de stabilité. En suivant le critère de Coulomb, ils trouvent que l'angle d'avalanche est donné par :

$$\tan(\theta_m) = \mu_s + \frac{\sigma_n}{\rho g D \cos(\theta_m)} \quad (3.5)$$

où  $\sigma_n$  est la contrainte normale due aux interactions cohésives entre les grains,  $D$  est l'épaisseur de la surface du tas en mouvement après avoir dépassé l'angle maximum de stabilité,  $\rho$  est la masse spécifique du tas et  $\mu_s$  est le coefficient de friction statique. Dans la figure 3.4 nous avons l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m$ ) mesuré en fonction du logarithme du temps d'attente. Pour cette expérience, l'angle de référence (c'est-à-dire l'angle du tas) était de  $\theta_{ref} = 28^\circ$  et la valeur du taux d'humidité était de 43 %.

On obtient :

$$\tan(\theta_m) = \tan(\theta_{ref}) + \alpha_t \frac{\log_{10} t_w}{\cos(\theta_m)} \quad (3.6)$$

où  $\alpha_t$  est un paramètre d'ajustement. Une comparaison avec l'équation 3.5 permet de dire que  $\sigma_n$  augmente lentement avec le temps :  $\sigma_n(t_w) = c_0 \log_{10}(t_w)$ .

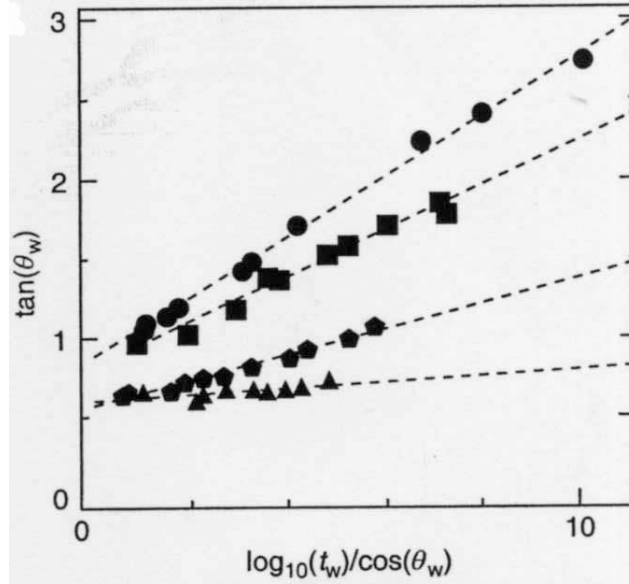


FIG. 3.3 – Evolution de l'angle de première avalanche. La tangente de l'angle est tracée en fonction de  $\log(t_w)/\cos \theta_w(t_w)$  à différentes valeurs de pression de vapeur d'eau (triangles : 15%, pentagones : 27%, carrés : 36,1 % et cercles : 45.5 %.) Graphique extrait de Bocquet *et al.* [23].

Dans la figure 3.5, on observe que l'évolution de l'angle d'avalanche est observée seulement en présence d'humidité. Le paramètre  $\alpha_t$  augmente avec le taux d'humidité. L'expérience a été refaite dans une atmosphère d'éthanol, l'éthanol étant un liquide non-polaire, contrairement à l'eau. Une évolution temporelle de l'angle de talus ( $\theta_m$ ) a été observée uniquement pour des billes de verre de 0-50  $\mu\text{m}$  de diamètre, cette évolution est beaucoup moins grande que dans le cas de l'eau.

Ces auteurs concluent ainsi que l'évolution de l'angle d'avalanche est due principalement à un processus mécanique (condensation lente des ponts liquides et donc l'augmentation lente des forces de cohésion) : tout en signalant que la physico-chimie du système joue un rôle.

Le modèle mécanique proposé par Bocquet *et al.*, donne un bon accord avec les expériences cependant on ne peut oublier l'action chimie qui peut avoir lieu entre le verre et l'eau et qui peut entraîner d'autres types d'interactions cohésives (par exemple les ponts solides). L'apparition des interactions cohésives produites par la réaction chimique entre le verre et l'eau peut jouer un rôle dans le vieillissement.

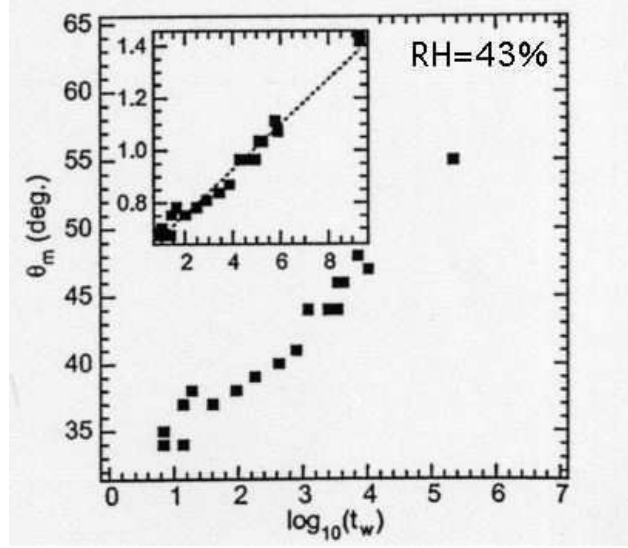


FIG. 3.4 – Angle maximum de stabilité  $\theta_m$  en fonction du logarithme du temps d'attente  $t_w$  dans un tambour tournant. Pour cette expérience les auteurs ont utilisé des billes de verre de diamètre compris entre 200 et 250  $\mu\text{m}$ . Est également représenté  $\tan \theta_m$  en fonction de  $\log t_w / \cos \theta_m$ . Graphique extrait de Restagno *et al.* [24].

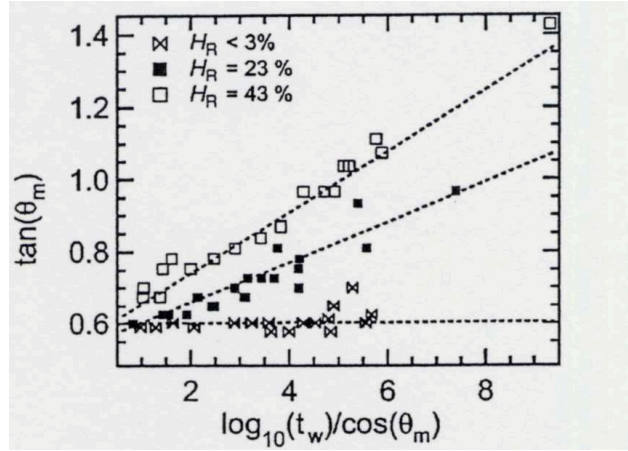


FIG. 3.5 – Evolution de l'angle maximum de stabilité  $\theta_m$  en fonction du temps d'attente à différentes valeurs du taux d'humidité. Graphique extrait de Restagno *et al.* [24].

### 3.1.2 Vieillissement dans le "stick-slip"

Le vieillissement a aussi été observé dans un système dynamique. Ovarlez [25, 26] a mené des expériences sur un milieu granulaire contenu dans un cylindre vertical fermé à la base par un piston poussé par un ressort. L'humidité est contrôlée par un système de

circulation d'air sec ou humide qui est injecté directement dans la colonne ; l'expérience a été faite avec des billes d'acier de 1.58 mm de diamètre. L'auteur mesure la force de friction du milieu granulaire avec les parois de la colonne (figure 3.6). Il a étudié cette configuration dans le régime "stick-slip" (voir chapitre 1) qui s'observe à des vitesses plus petites que  $1\mu m.s^{-1}$  (figure 3.7a). Pour comprendre l'évolution de la force  $F$  de résistance à la poussée, rappelons que pendant un temps  $dt$  une variation  $dF$  de cette force est causée par le mouvement du ressort à une vitesse contante  $V_0$  et par le mouvement à une vitesse instantanée  $\dot{x}$  du milieu granulaire qui tend à détendre le ressort :

$$dF = k (V_0 - \dot{x}) dt \quad (3.7)$$

où  $k$  est la raideur du ressort. Lors du mouvement de "stick-slip", le matériau granulaire est tout d'abord bloqué ( $\dot{x} = 0$ ) ; le ressort est comprimé à vitesse constante  $V_0$  jusqu'à ce que la force qu'il imprime au milieu granulaire atteigne une force maximale  $F_{max}$  telle que le milieu se mette en mouvement ; il glisse alors et se bloque de nouveau lorsque la force imprimée par le ressort atteint une force minimale  $F_{min}$ . Les forces  $F_{min}$  et  $F_{max}$  sont définies sur la figure 3.7b. Ovarlez définit un autre paramètre : le temps de blocage ("stick")  $t_{stick}$  avant le glissement :

$$t_{stick} = \frac{F_{max} - F_{min}}{kV_0} \quad (3.8)$$

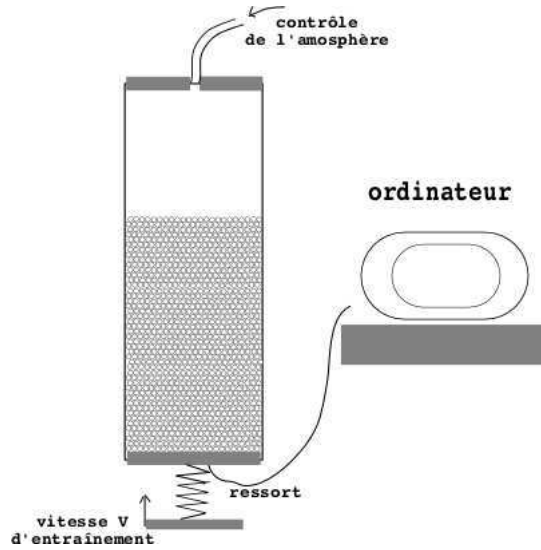


FIG. 3.6 – Milieu granulaire poussé par un ressort dans une colonne (expérience d'Ovarlez). L'atmosphère injectée est contrôlée en humidité. Figure extraite de Ovarlez *et al.* [25, 26]

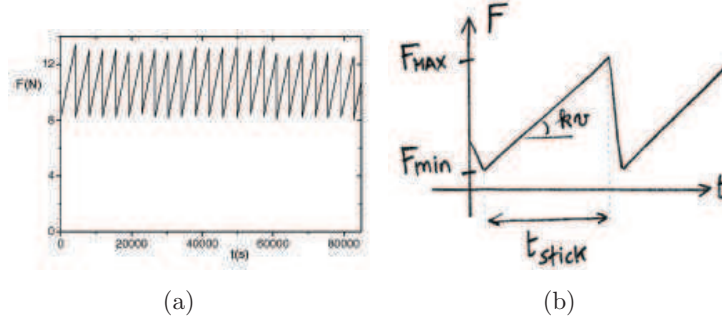


FIG. 3.7 – (a) Force de résistance à la poussée des billes d’acier dans un tube en dural, dans le régime de ”stick-slip”. (b) Forces minimale  $F_{min}$  et maximale  $F_{max}$  lors d’un événement de ”stick-slip”. Figures extraites de [26, 25]

Le système est caractérisé par le coefficient  $k\mu_s$  où  $k$  est la raideur du ressort qui pousse le milieu granulaire et  $\mu_s$  est le coefficient de friction statique du matériau granulaire avec les parois. Une évolution temporelle du coefficient  $k\mu_s$  est observée en fonction du temps de ”stick” à différents taux d’humidité (figure 3.8). Chaque point expérimental correspond à un événement de ”stick-slip”. Ovarlez propose que ce comportement est dû à l’évolution du coefficient de friction statique  $\mu_s$  aux parois et que l’humidité influe en majeure partie sur les contacts aux parois. Cependant, le fait que le vieillissement soit non nul en atmosphère sèche indique que le phénomène de condensation capillaire n’est pas suffisant pour expliquer le phénomène de vieillissement dans cette expérience.

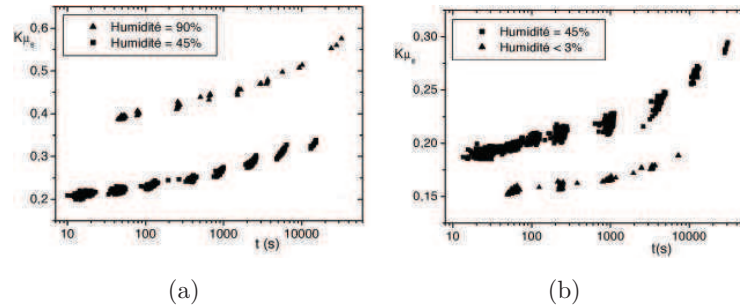


FIG. 3.8 – Coefficient  $k\mu_s$  en fonction du temps de blocage  $t_{stick}$  dans le régime de ”stick-slip”. Figures extraites de Ovarlez *et al.* [26, 25].

### 3.2 Réactions chimiques dans le vieillissement d'un milieu granulaire

Jusqu'à maintenant, on a étudié le vieillissement du matériau comme un processus mécanique correspondant à une formation lente des ponts liquides dans le milieu granulaire. Le fait que l'eau soit chimiquement active avec le verre soulève la question du rôle de la chimie dans le processus de vieillissement.

Ehrenstein *et al.* [27] présentent des résultats obtenus par Bobeth [28] sur les effets de l'humidité sur des fibres de verre de 12  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Les fibres ont été exposées de deux façons : 1) immergées dans l'eau à une température de 20°C et 2) soumises à une atmosphère d'humidité contrôlée (65%) à une température de 20°C. Le temps d'exposition est compris entre 1 heure et 100 jours. Le paramètre mesuré est la résistance de la fibre après l'exposition, par un essai en traction.

Dans la figure 3.9 on peut observer une diminution de la résistance à la traction en fonction du temps d'exposition avec l'eau et du taux d'humidité. Après 100 jours d'exposition à 65% de taux d'humidité, la fibre de verre a perdu entre 10% et 20% de sa résistance. On observe aussi que, quand la fibre est immergée dans l'eau, l'action corrosive sur la fibre est beaucoup plus forte : la diminution de la résistance à la traction après 100 jours d'exposition est comprise entre 25% et 35%. On s'aperçoit que le processus de corrosion du matériau est très rapide lorsque l'échantillon est soumis à la présence d'eau (soit avec de l'eau ou avec de l'humidité).

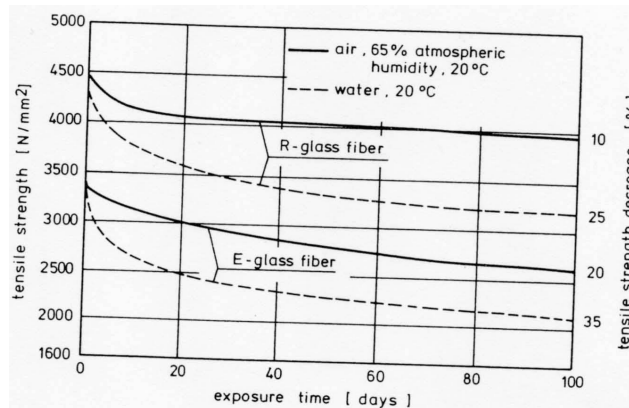


FIG. 3.9 – Evolution de la résistance à la traction de deux types de fibres de verre en présence d'humidité (traits continus) et immergées dans l'eau (traits discontinus). Figure extraite de Ehrenstein *et al.*[27, 28]

Ehrenstein *et al.* expliquent que la cause de cette diminution de résistance à la traction est due à un échange d'ions. Les ions alcalins de la surface du verre migrent hors de la structure de silice et sont remplacés par des protons (figure 3.10) ; la résistance de la

fibres va être réduite.

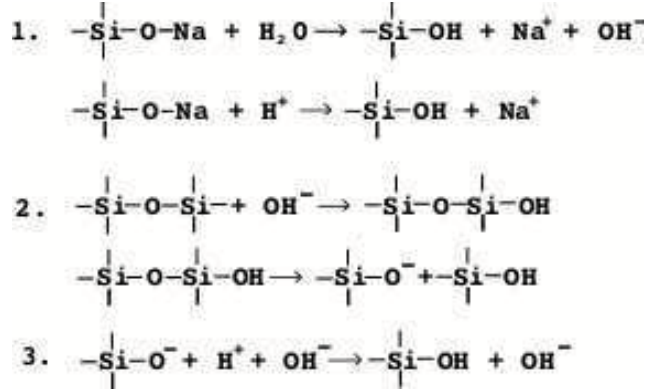


FIG. 3.10 – Réactions corrosives à la surface du verre de silice avec l'eau.

En ce qui concerne les milieux granulaires Gayvallet *et al.* [29] montrent que l'action chimique peut jouer un rôle dans le vieillissement observé pour des billes de verre (sodo-calcique) en présence d'eau. Ils étudient l'angle maximum de stabilité dans une configuration de type tambour tournant (voir chapitre 2) mais dans ce cas le milieu granulaire est immergé dans l'eau à différentes valeurs du pH. Gayvallet *et al.* font tourner le tambour tournant à des vitesses comprises entre 0.3 et 0.8 deg.s<sup>-1</sup>. Ils utilisent des billes de verre de trois diamètres différents :  $d_b = 57.7 \pm 7 \mu\text{m}$ ,  $112 \pm 12 \mu\text{m}$ , et  $225 \pm 25 \mu\text{m}$ . Dans la figure 3.11, on peut observer l'angle maximum de stabilité en fonction du temps d'attente  $t_w$ , défini de la même façon que dans les références [23] et [66] discutées dans la section antérieure. Nous voyons que l'angle maximum de stabilité ne dépend pas de la même façon du temps d'attente pour les différentes valeurs du pH : pour pH=1, l'angle augmente linéairement avec le logarithme du temps d'attente et pour pH=7 l'angle est presque constant jusqu'à une certaine valeur du temps d'attente où il commence à augmenter, pour pH=12 l'angle augmente presque immédiatement puis il se maintient constant après un certain temps.

Ces auteurs proposent un modèle local entre deux billes (figure 3.12) où la corrosion est présente : un gonflement entre les deux billes se produit dû à une réaction chimique entre le verre et l'eau et une nouvelle force d'adhésion apparaît, proportionnelle au nombre de liaisons (Si-O-Si) qui se sont formées dans le plan du contact. L'aire de contact est définie par  $\pi d_b \epsilon$  où  $d_b$  est le diamètre de la bille et  $\epsilon$  est l'épaisseur du gonflement du diamètre de la bille produit pour la réaction chimique. La force d'adhésion est donnée par  $\pi d_b \epsilon \Phi$  où  $\Phi$  est la résistance du matériau repolymérisé par la réaction chimique. Comme le nombre de contacts entre les grains par unité de volume est proportionnelle à  $1/d_b^3$ , la force d'adhésion par unité de volume est proportionnelle à  $\Phi \epsilon / d_b^2$ . A partir de la relation de Coulomb (voir chapitre 1), si on définit la variation asymptotique comme la différence entre l'angle maximum de stabilité à un temps infini ( $\theta_m(\infty)$ ) et l'angle de



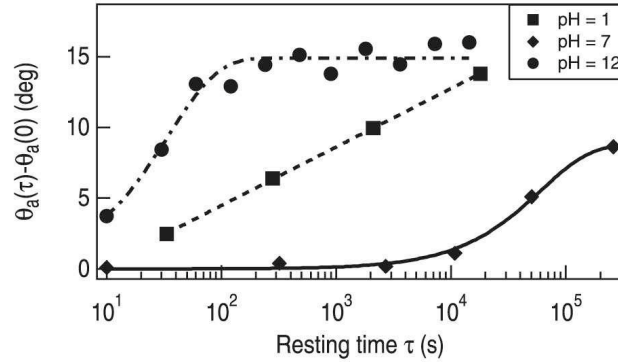


FIG. 3.11 – Evolution de l'angle d'avalanche en fonction du temps d'attente pour différentes valeurs du pH. Figure extraite de Gayvallet *et al.* [29].

référence ( $\theta_m(0)$ ), on peut retrouver que  $\theta_m(\infty) - \theta_m(0)$  est proportionnelle à la force d'adhésion, donc proportionnelle à  $1/d_b^2$ , où  $d_b$  est le diamètre de la bille.



FIG. 3.12 – Région de contact entre les deux grains. La force d'adhésion est proportionnelle à  $\pi d_b \epsilon$ . Figure extraite de Gayvallet *et al.* [29].

Dans le cas pH=7 les auteurs trouvent expérimentalement une correspondance entre la variation asymptotique de l'angle maximum de stabilité ( $\theta_m(\infty) - \theta_m(0)$ ) et l'inverse de l'aire de contact ( $1/d_b^2$ ) (figure 3.13), cela veut dire qu'il existe une relation entre la cohésion et la formation de contact. Pour le cas pH=1 la corrosion commence à jouer de façon rapide, et l'augmentation de  $F_{adh}$  est limitée par la variation de la résistance  $\Phi$  du matériau ; comme la force d'adhésion est proportionnelle à l'aire de contact  $A$  entre deux billes et à la résistance du matériau, on s'attend à ce que l'angle d'avalanche soit proportionnel à l'aire de contact  $A$ . Les auteurs valident cette affirmation en modifiant l'aire de contact des échantillons. Dans le cas pH=12 le vieillissement se produit très rapidement et les auteurs ne proposent pas une interprétation à ce comportement.

Les auteurs ont mis en évidence que les réactions chimiques jouent un rôle dans le



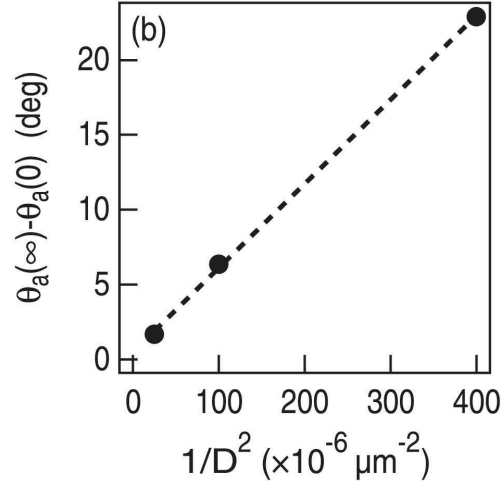


FIG. 3.13 – Variation asymptotique de l'angle d'avalanche en fonction de  $1/d_b^2$  (cas pH=7). Figure extrait de Gayvallet *et al.* [29].

vieillissement d'un milieu granulaire composé de particules de verre et exposé à de l'eau. Ils proposent un modèle où la corrosion des billes et le temps d'attente déterminent l'évolution de l'angle d'avalanche.

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'évolution de l'angle maximum de stabilité avec le temps d'attente pendant lequel le milieu granulaire est laissé au repos lorsque le milieu granulaire est soumis à une atmosphère contrôlée en humidité. Ce phénomène peut être expliqué de deux façons. Un modèle mécanique considère que le nombre des ponts liquides qui vont se former dans le milieu granulaire dépend d'un certain temps d'activation (autrement dit du dépassement de la barrière de potentiel nécessaire pour la condensation capillaire). Donc en fonction de ce temps d'activation la force d'adhésion du milieu va évoluer.

Le deuxième modèle est basé sur la chimie du système : si les composants du système sont chimiquement actifs, d'autres interactions peuvent se former dans le système. Par exemple si un milieu granulaire composé de billes de verre est immergé dans une atmosphère qui contient de l'eau, nous aurons une corrosion chimique des billes et des liaisons de type  $Si - O - Si$  vont se former entre les billes, donnant des interactions cohésives différentes des ponts capillaires.

Par un mécanisme mécanique ou par un mécanisme chimique, le vieillissement du milieu granulaire est présent et il doit être pris en compte lors de l'étude de la rhéologie d'un milieu granulaire.

## Deuxième partie

### Expériences de friction au sein d'un milieu granulaire humide



# Chapitre 4

## Montage et Protocole Expérimentaux

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Cellule de cisaillement</b>	<b>86</b>
4.1.1	Principe de la cellule de cisaillement	86
4.1.2	Détail de la cellule de cisaillement	86
<b>4.2</b>	<b>Système de contrôle et d'acquisition et de données</b>	<b>89</b>
4.2.1	Mesure et contrôle du taux d'humidité	89
4.2.2	Mesure et contrôle de la température	92
4.2.3	Contrainte normale	93
4.2.4	Contrainte de cisaillement	94
4.2.5	Mesure de la vitesse d'entraînement du milieu granulaire	95
<b>4.3</b>	<b>Préparation des échantillons</b>	<b>96</b>
4.3.1	Choix des milieux granulaires	96
4.3.2	Tamissage	96
4.3.3	Lavage et rinçage	97
4.3.4	Séchage	99
4.3.5	Rétamissage	99
4.3.6	Mise en place du milieu granulaire dans la cellule de cisaillement	99
4.3.7	Pré-cisaillement : "état initial"	100

---

Dans ce chapitre nous allons présenter notre montage expérimental. Ce montage expérimental est composé par :

1. ***une cellule de cisaillement*** où le milieu granulaire est confiné et dans laquelle nous allons faire les mesures de la contrainte de cisaillement. Cette partie du montage est présentée dans la section 4.1.

2. **une enceinte** dans laquelle se trouve la cellule de cisaillement. Cette enceinte est hermétiquement close. Dans cette enceinte un système de **contrôle d'humidité** maintient un niveau homogène et constant du taux d'humidité. Cette partie du montage est présentée dans la section 4.2.1.

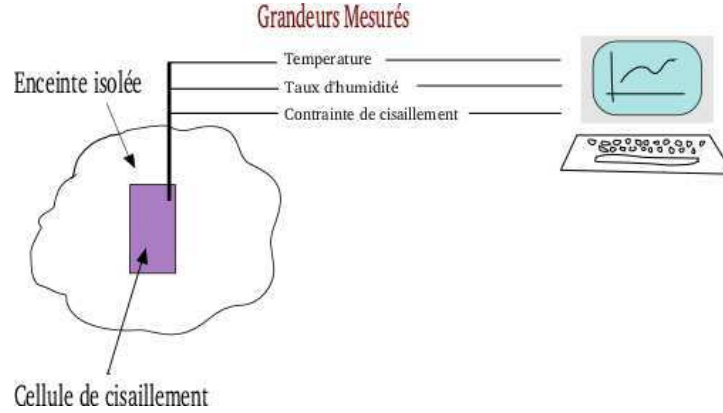


FIG. 4.1 – Schéma de l'ensemble du montage expérimental.

3. un système d'**acquisition par ordinateur** où les grandeurs mesurées vont être enregistrées par l'ordinateur : le taux d'humidité et la contrainte de cisaillement. Cette partie du montage est présentée dans la section 4.2.

## 4.1 Cellule de cisaillement

### 4.1.1 Principe de la cellule de cisaillement

L'objectif de cette thèse est d'étudier la friction d'un milieu granulaire contre lui même, comme sonde des contraintes qui se forment au sein du milieu granulaire. Pour étudier cela, nous poussons le milieu granulaire sur le même milieu granulaire avec des pales avançant à une vitesse imposée ; cette configuration est présentée dans la figure 4.2.

Une force normale  $F_n$  est appliquée (contrainte normale) et nous mesurons la résistance au cisaillement du milieu granulaire à des vitesses autour de  $1\mu\text{rad.s}^{-1}$ . La cellule a été construite avec une géométrie annulaire afin d'avoir des conditions de bord périodiques. Le système mécanique a été conçu par Vang [75].

### 4.1.2 Détail de la cellule de cisaillement

Dans cette section nous allons expliquer le fonctionnement de la cellule de cisaillement. Celle-ci est composée par quatre parties : un **système de guidage**, une **partie inférieure**, une **partie supérieure** et un **couvercle**.

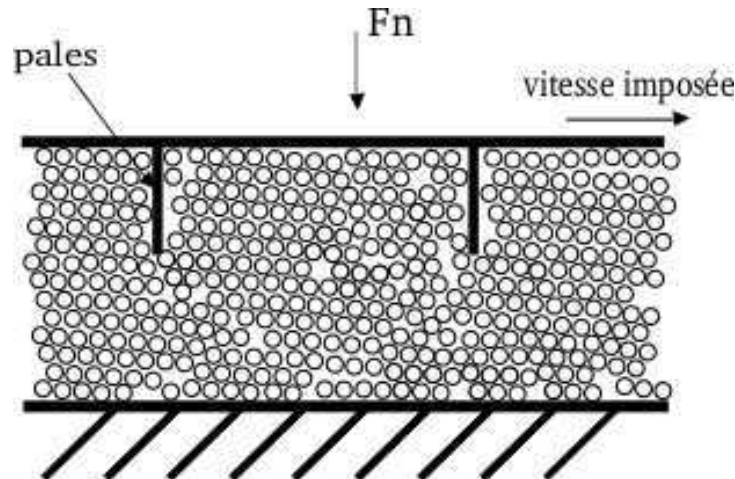


FIG. 4.2 – Principe du cisaillement "milieu granulaire contre milieu granulaire" à vitesse imposée.

1. **le système de guidage** de la cellule de cisaillement est constitué par un cylindre de cuivre de 11 cm de hauteur et 16 mm de diamètre. Ce cylindre détermine l'axe de rotation de la cellule de cisaillement, il est fixé dans une base en aluminium. Ce cylindre est fileté, ce qui permet de régler la distance de séparation entre la partie supérieure et la partie inférieure de la cellule de cisaillement (voir figure 4.3).
2. **la partie inférieure** a une forme annulaire. Elle est fixée sur le **système de guidage**. Cette partie présente une profondeur de 20 mm, un diamètre interne de 32 mm, un diamètre externe de 58 mm et elle est composée d'aluminium. Les deux tiers du milieu granulaire sont déposés à l'intérieur de cette partie. Nous avons placé un capteur d'humidité dans cette partie afin de mesurer le taux d'humidité directement dans le milieu granulaire (voir figure 4.3).
3. **la partie supérieure** est identique en dimensions à la partie inférieure mais elle peut tourner librement grâce à des roulements à billes autour de l'axe de rotation défini par le **système de guidage**. Cette partie supérieure comprend quatre pales qui la divisent sur toute sa hauteur en quatre compartiments. Le milieu granulaire va être déposé dans ces compartiments après avoir rempli la totalité de **la partie inférieure**. Les pales vont entraîner le milieu granulaire qui se trouve dans les compartiments, provoquant ainsi la friction avec le milieu granulaire déposé dans **la partie inférieure** de la cellule de cisaillement (voir figure 4.3). La **partie supérieure** est connectée au couplemètre (voir section 4.2) par des pièces mécaniques qui permettent de diminuer les contraintes parasites causées par le non alignement de l'axe de la cellule de cisaillement avec celui du couplemètre. Le couplemètre impose sa vitesse de rotation à la partie supérieure

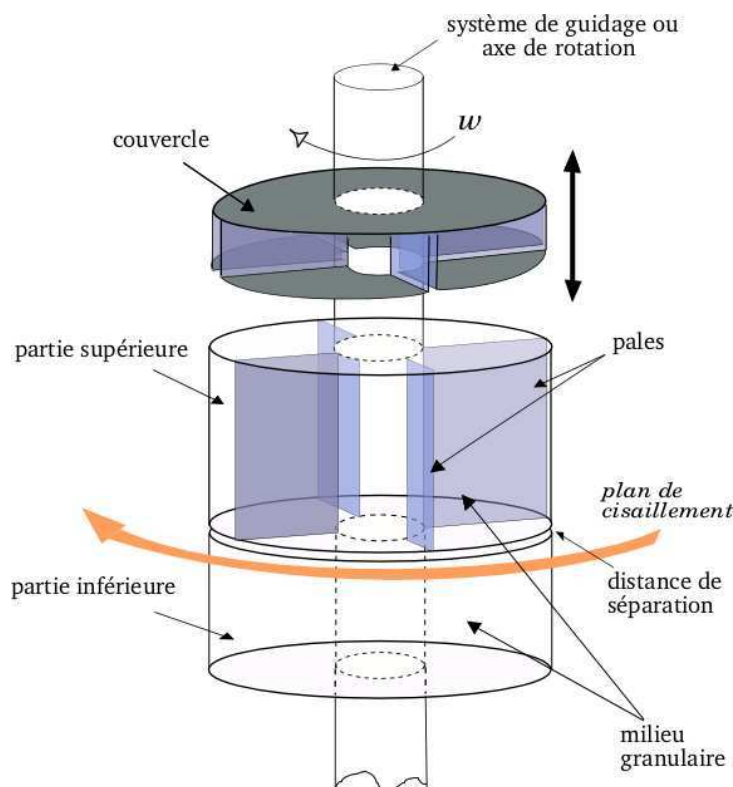


FIG. 4.3 – Schéma de la cellule de cisaillement.

de la cellule de cisaillement. La distance de séparation entre la partie supérieure et la partie inférieure de la cellule est ajustable en vissant ou dévissant la partie inférieure sur l'axe fileté. Cette distance doit être inférieure au diamètre minimal des billes qui vont être introduites dans la cellule. En effet il existe le risque de bloquer et détériorer la cellule si des billes s'échappent de celle-ci à travers cet interstice. Nous avons fait la mesure de cette distance avec des lames métalliques d'épaisseurs variant entre  $100\ \mu\text{m}$  et  $150\ \mu\text{m}$ . On adapte manuellement la distance minimale nécessaire à la partie supérieure pour tourner sans frottement, elle est estimée entre  $100\ \mu\text{m}$  et  $150\ \mu\text{m}$ .

4. **le couvercle** consiste en une pièce en forme de disque avec quatre compartiments pleins qui s'adaptent précisément aux compartiments de la partie supérieure de la cellule de cisaillement, ce qui permet au couvercle de coulisser librement le long de l'axe de guidage. Le couvercle introduit une contrainte normale dans le milieu granulaire qui se trouve dans les compartiments de la cellule de cisaillement, tout en permettant la dilatation du milieu granulaire (voir la figure 4.3). Sur le couvercle nous pouvons introduire des masses en plomb en forme de U, qui permettent de faire varier la contrainte normale totale exercée sur le milieu granulaire dans la région de cisaillement. Le couvercle a un diamètre de 58 mm, et est composé d'aluminium.

## 4.2 Système de contrôle et d'acquisition et de données

Dans l'expérience les grandeurs que nous avons mesurées et contrôlées ont été :

- le taux d'humidité
- la température
- la charge imposée
- le couple de résistance au cisaillement
- La vitesse d'entraînement de la cellule

### 4.2.1 Mesure et contrôle du taux d'humidité

L'objectif de cette expérience est d'étudier les effets de l'humidité sur le cisaillement d'un milieu granulaire, il est donc très important de bien maîtriser les niveaux de taux d'humidité dans l'échantillon. Pour cette raison, la cellule de cisaillement est introduite dans une enceinte fermée.

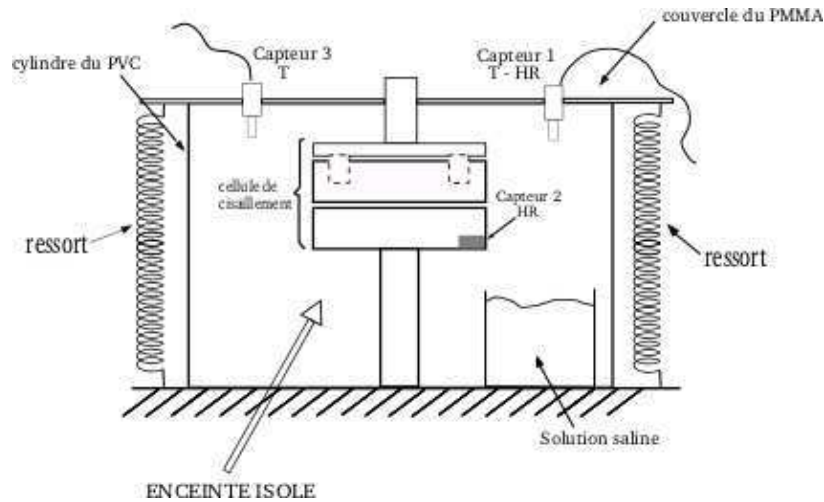


FIG. 4.4 – Schéma de la cellule de cisaillement introduite dans une enceinte hermétiquement close.

Cette enceinte consiste en deux parties : (a) un cylindre de PVC d'une hauteur de 13.5 cm, un diamètre de 20 cm et une épaisseur de 6 mm, (b) un couvercle de PMMA transparent qui ferme la partie supérieure de l'enceinte, ce couvercle est rattaché par des ressorts à un support. Cette enceinte nous permet d'avoir une atmosphère isolée et contrôlée. (voir fig. 4.4). Ce système a été conçu par Vang [75]. Pendant le travail de thèse, nous avons fait la mise au point du contrôle d'humidité dans l'enceinte.

Pour avoir un niveau d'humidité constant dans l'enceinte, nous avons utilisé la même méthode que Restagno *et al.* [24]. Le principe de cette méthode est l'utilisation de solutions salines saturées : l'ajout de sel dans l'eau modifie le potentiel chimique de l'eau en



phase liquide, et donc le potentiel chimique de la phase vapeur qui est directement lié à l'humidité relative. A chaque solution saline saturée correspond une valeur d'humidité relative. Les solutions salines ont été préparées avec de l'eau distillée et sont introduites dans des béchers de verre dans l'enceinte. Dans la table 4.1, nous avons la liste des solutions salines que nous avons utilisées dans l'expérience.

Solutions salines	Humidité relative %	Temperature
Carbonate de potassium ( $K_2CO_3$ )	43%	30°C
Bromure de Sodium (NaBr)	58 %	30°C
Nitrite de Sodium ( $NaNO_2$ )	66 %	30°C
Chlorure de Sodium (NaCl)	75 %	30°C
Chlorure d'ammonium ( $NH_4Cl$ )	79.5 %	20°C
Chlorure de potassium (KCl)	85 %	30°C
Dihydrogénophosphate d'ammonium ( $NaH_4H_2PO_4$ )	93 %	20°C

TAB. 4.1 – Solutions salines utilisées avec l'humidité relative correspondant à une température donnée.

Pour utiliser la technique des solutions salines, il est indispensable de bien maîtriser la température dans l'enceinte (voir section 4.2.2).

Dans le cas où nous faisons des expériences à faibles niveaux du taux d'humidité, c'est ce que nous appellerons une atmosphère "sèche", nous utilisons du silica gel qui piège les molécules d'eau de l'atmosphère. Avec cette méthode nous avons dans l'enceinte un taux d'humidité compris entre 4 et 13%.

Le taux d'humidité est mesuré par deux capteurs (capteur 1 et 2 de la figure 4.4), situés respectivement à l'extérieur de la cellule de cisaillement et à l'intérieur de la cellule de cisaillement. La mesure du taux d'humidité à l'extérieur de la cellule de cisaillement a été faite avec un hygromètre portable (capteur 1 de la figure 4.4) composé d'un thermocouple qui mesure la température et d'un capteur d'humidité. Le capteur d'humidité possède une précision de  $\pm 0.1\%$ . Le taux d'humidité peut être enregistré dans l'ordinateur par un port série de type RS-232. Le taux d'humidité à l'intérieur de la cellule de cisaillement est mesuré par un capteur hygrométrique de type semiconducteur (serie H1H-3610) de marque HONEYWELL (capteur 2 de la figure 4.4). Ce capteur est placé dans la partie inférieure de la cellule de cisaillement. Ce capteur a une précision de  $\pm 2\%$  entre 0 et 100% de taux d'humidité et est fourni avec une calibration. Le capteur est alimenté par un générateur de tension de 5 V, et est connecté à un multimètre qui affiche une tension de sortie proportionnelle au taux d'humidité mesuré. Le multimètre est relié à l'ordinateur par un port de type GPIB, les données sont enregistrées grâce à un programme écrit avec le logiciel LABVIEW.

Pour être sûrs de l'homogénéisation du taux d'humidité dans la cellule de cisaillement, nous avons mis en place une petite pompe d'aquarium à l'intérieur de l'enceinte. Cette

pompe introduit l'atmosphère de l'enceinte à l'intérieur de la cellule de cisaillement à travers un conduit interne qui existe dans le support de la cellule de cisaillement. Ce conduit va directement dans le milieu granulaire qui est confiné dans la cellule de cisaillement. Dans la figure 4.5, on voit le schéma de ce système.

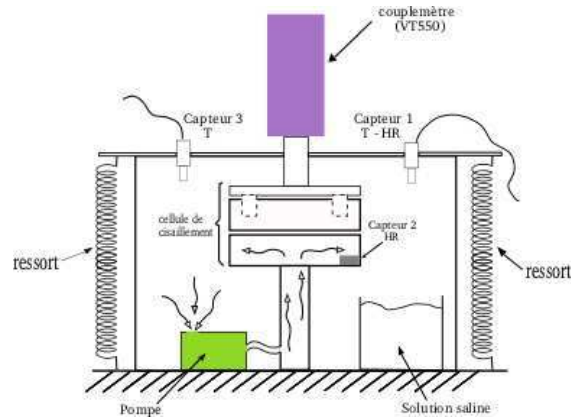


FIG. 4.5 – Schéma du système d'homogénéisation du taux d'humidité dans la cellule de cisaillement.

Maintenant nous allons étudier la stabilité du taux d'humidité dans tout le système, c'est-à-dire à l'extérieur et à l'intérieur de la cellule de cisaillement. Le taux d'humidité est constant après avoir attendu un certain temps. Ce temps d'attente dépend fortement de la solution saline utilisée, il varie entre quinze minutes pour le Dihydrogénophosphate d'ammonium ( $\text{NaH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) et quelques heures pour le Nitrite de Sodium ( $\text{NaNO}_2$ ). Une fois l'état stationnaire, la différence entre les niveaux du taux d'humidité à l'extérieur et à l'intérieur de la cellule de cisaillement est de l'ordre de  $\pm 4\%$ . Dans le graphique 4.6, on observe le taux d'humidité à l'extérieur et à l'intérieur de la cellule de cisaillement pendant une mesure, pour des niveaux de 45% et 76 % de taux d'humidité. Nous observons une légère différence entre les mesures du capteur 1 et capteur 2, c'est-à-dire que le taux d'humidité entre l'extérieur et l'intérieur de la cellule de cisaillement n'est pas le même, cette différence est produite par un léger gradient de température entre les deux capteurs.

Afin de vérifier si le taux d'humidité est vraiment homogène à l'intérieur de la cellule de cisaillement, nous avons fait une petite expérience. Cette expérience est basée sur le fait que le silica gel change de couleur du violet vers le blanc lorsqu'il adsorbe des molécules d'eau. Nous avons introduit du silica gel pilé dans la cellule de cisaillement. La photo A de la figure 4.7 montre le silica gel dans la cellule de cisaillement avant d'introduire l'humidité dans l'enceinte : la couleur du silica gel est violette. La photo B montre le silica gel après avoir introduit l'humidité dans l'enceinte à partir d'une solution saturée en Dihydrogénophosphate d'ammonium ( $\text{NaH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) qui donne un taux d'humidité

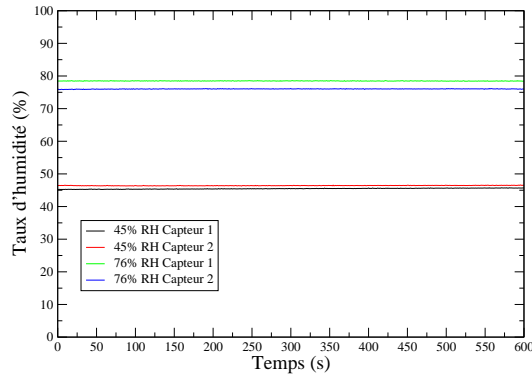


FIG. 4.6 – Niveaux de taux d'humidité (45 % et 76 %) dans leur état stationnaire mesurés par les capteurs 1 et 2 respectivement à l'extérieur et à l'intérieur de la cellule de cisaillement.

de 93%. Cette photo a été prise après avoir attendu environ 2 heures, juste après avoir retiré le couvercle de la cellule. On observe que la couleur du silica gel est blanche et cette couleur est uniforme sur toute la cellule de cisaillement. Cette observation a été faite aussi en profondeur dans la cellule. On peut donc dire que l'humidité est homogène dans le milieu granulaire qui est confiné dans la cellule de cisaillement.

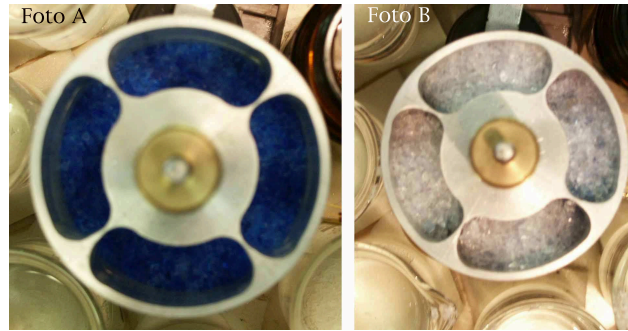


FIG. 4.7 – Photographies du silica gel dans la cellule de cisaillement.

#### 4.2.2 Mesure et contrôle de la température

Afin de contrôler la température dans l'enceinte et atteindre une température stable, nous avons mis en place un système de chauffage où la chaleur est transmise par convection. Ce système de chauffage consiste en un serpentin constitué de 9 m de tuyau en cuivre placé sur la paroi intérieure du cylindre qui constitue l'enceinte. Le serpentin est

connecté à un bain thermostaté RC6CP de marque LAUDA assurant une circulation d'eau. La température du bain thermostaté est régulée grâce à une sonde externe (voir capteur 3 de la figure 4.4) qui mesure la température de l'enceinte et un système de boucle d'asservissement. Il suffit d'entrer une température de consigne dans l'automate du bain thermostaté et il se charge de garder la valeur de consigne à l'intérieur de l'enceinte avec une précision de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ . Ce système a été conçu par Vang [75].

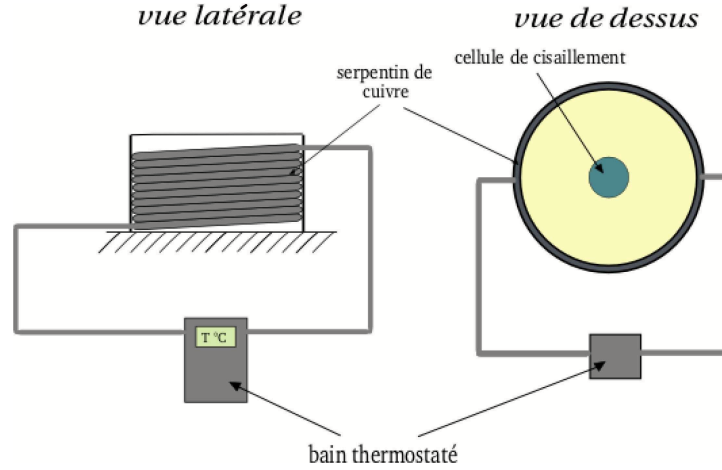


FIG. 4.8 – Schéma du système de chauffage. Vue latérale et vue de dessus.

Nous avons aussi mesuré la température avec le capteur intégré à l'hygromètre portable (capteur 1 de la figure 4.4). Ce capteur permet de mesurer la température avec une précision de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ .

Ce système nous permet d'avoir dans l'enceinte une température que l'on peut faire varier entre  $20^\circ\text{C}$  et  $30^\circ\text{C}$  avec une précision de  $0.5^\circ\text{C}$ . La figure 4.8 représente des vues schématiques latérale et de dessus du système de chauffage.

### 4.2.3 Contrainte normale

La contrainte normale est appliquée par le couvercle qui est posé sur la cellule de cisaillement. La contrainte normale sur le plan de cisaillement du milieu granulaire résulte du poids de la charge totale, on a :

$$(M_{couv} + m_{grains})g = 2\pi \int_{R_{int}}^{R_{ext}} r \sigma_n dr \quad (4.1)$$

où  $M_{couv}$  est la masse du couvercle,  $m_{grains}$  est la masse de la couche de grains dans la partie supérieure de la cellule de cisaillement,  $g$  est le module de l'accélération de la gravité,  $R_{int}$  est le rayon interne de la cellule,  $R_{ext}$  est le rayon externe de la cellule, et  $\sigma_n(r)$  la contrainte normale. Si le rayon interne de la cellule et le rayon externe sont

proches on peut supposer que la contrainte normale  $\sigma_n(r)$  est indépendante du rayon dans le plan de cisaillement du milieu granulaire, c'est-à-dire  $\sigma_n(r) = \sigma_n$  et il vient :

$$\sigma_n = \left( \frac{M_{couv} + m_{grains}}{\pi(R_{ext}^2 - R_{int}^2)} \right) g \quad (4.2)$$

Par exemple, si nous avons une masse du milieu granulaire de 77 grs contenu dans la cellule, la masse du couvercle vaut 34 grs, donc il existe une contrainte normale appliquée de 315 Pa sur le milieu granulaire qui est contenu dans la partie inférieure de la cellule.

Dans tous les expériences nous allons travailler avec une contrainte normale qui vaut 315 Pa.

#### 4.2.4 Contrainte de cisaillement

La contrainte de cisaillement est calculée à partir de la mesure du couple  $C_{frict}$ . Dans une géométrie annulaire la relation du couple avec la contrainte de cisaillement est donnée par :

$$C_{frict} = 2\pi \int_{R_{int}}^{R_{ext}} r^2 \tau_n(r) dr \quad (4.3)$$

où  $C_{frict}$  est le couple produit par la force de friction du milieu granulaire,  $R_{int}$  est le rayon interne de la cellule de cisaillement,  $R_{ext}$  est le rayon extérieur de la cellule et  $\tau_n(r)$  est la contrainte de cisaillement. Si le rayon interne de la cellule et le rayon externe de la cellule sont proches, on peut supposer que la contrainte de cisaillement  $\tau_n(r)$  est constante en fonction du rayon dans le plan de cisaillement du milieu granulaire, c'est-à-dire  $\tau_n(r) = \tau_n$  et nous avons l'expression de la contrainte de cisaillement pour le milieu granulaire confiné :

$$\tau_n = \frac{3}{2\pi} \frac{C_{frict}}{R_{ext}^3 - R_{int}^3} \quad (4.4)$$

Si on introduit les valeurs des rayons de la cellule de cisaillement dans cette expression (voir section 4.1), nous obtenons la contrainte de cisaillement en fonction du couple mesuré en N.cm, donc  $\tau_n = (2.932)C_{frict}$  Pa.

La valeur du couple  $C_{frict}$  produit par la force de friction du milieu granulaire est mesurée par un couplemètre "Viscotester 550" de marque HAAKE. Ce couplemètre est fixé et aligné avec l'axe de la cellule de cisaillement (voir figure 4.5). Il mesure des valeurs de couple comprises entre 1 et 100 N.m avec une reproductibilité de 1%. Le couplemètre permet d'autre part d'entraîner la partie supérieure de la cellule de cisaillement à des vitesses constantes comprises entre 1 mrad.s<sup>-1</sup> et 800 mrad.s<sup>-1</sup>. Le couplemètre est piloté par un programme écrit en LABVIEW qui permet également d'enregistrer les données dans l'ordinateur. Les données sont enregistrées avec une fréquence de 8 Hz.

### 4.2.5 Mesure de la vitesse d'entraînement du milieu granulaire

Le couplemètre est conçu pour réaliser des mesures de viscosité dans les fluides. Nous savons que les contraintes qui se forment dans un milieu granulaire ne sont pas homogènes. Pour cette raison le milieu granulaire peut empêcher la stabilité de la vitesse imposée par le couplemètre. Nous avons fait une expérience afin de vérifier si la vitesse de consigne est égale à la vitesse moyenne qu'on observe dans la partie supérieure de la cellule de cisaillement, c'est-à-dire la vitesse d'entraînement du milieu granulaire. Nous avons placé un petit miroir verticalement sur la partie supérieure de la cellule de cisaillement. Nous avons fait se réfléchir un faisceau laser He-Ne sur le miroir. Le faisceau est dévié avec un angle  $\theta_1$  vers un écran qui est placé à une distance  $L$  du miroir. L'angle de réflexion  $\theta_1$  change en un angle  $\theta_2$  lorsque la partie supérieure de la cellule se met en mouvement. Dû au mouvement du miroir, le point où le faisceau se réfléchit sur le miroir n'est pas le même. Ce défaut va introduire une distance  $\delta_m$  (voir figure 4.9) qui est négligeable pour des petits angles  $\theta_1$  et des vitesses angulaires faibles ( $\sim 10^{-3}$  rad.s $^{-1}$ ). Nous avons mesuré la distance  $\Delta x$  que parcourt le faisceau réfléchi sur l'écran dans un temps  $\Delta t$ . Le schéma est présenté dans la figure 4.9. Donc, pour de petits angles  $\theta_1$  la vitesse angulaire moyenne réelle de la partie supérieure de la cellule de cisaillement  $\omega_r$  est déterminée par :

$$\omega_r = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{L} \right) \left( \frac{\Delta x}{\Delta t} \right) \quad (4.5)$$

où  $L$  est la distance du miroir à l'écran,  $\Delta x$  est la distance parcourue par le faisceau réfléchi sur l'écran pendant le temps  $\Delta t$ .

Dans la table 4.2, on observe la différence entre les vitesses angulaires de consigne du couplemètre VT550 et les vitesses moyennes *réelles* d'entraînement de la cellule. Chaque valeur de  $\omega_r$  dans la table est la moyenne de quatre mesures pour une même vitesse de consigne. La distance  $L$  vaut 31.5 cm pour toutes les mesures. Pour les faibles vitesses de consigne (0.15, 0.30, 0.80, 2.30 mrad.s $^{-1}$ ), les temps des mesures varient entre 75 s et 90 s et pour les autres vitesses de consigne (3.30, 5.00, 9.00 m rad.s $^{-1}$ ), les temps de mesures varient entre 5 et 45 s. La valeur  $\Delta\omega_r$  représente l'écart-type des mesures. Ces expériences ont été faites avec le milieu granulaire confiné dans la cellule de cisaillement. On s'aperçoit que pour de faibles vitesses de consigne, la vitesse angulaire que nous avons mesurée présente un facteur multiplicatif de 5 par rapport à la vitesse de consigne. La vitesse moyenne réelle du couplemètre est supérieure à la vitesse de consigne ; cet écart diminue pour les grandes valeurs de la vitesse de consigne. Dans toutes nos expériences nous avons pris comme valeur de la vitesse d'entraînement du milieu granulaire la valeur  $\omega_r$  mesurée.

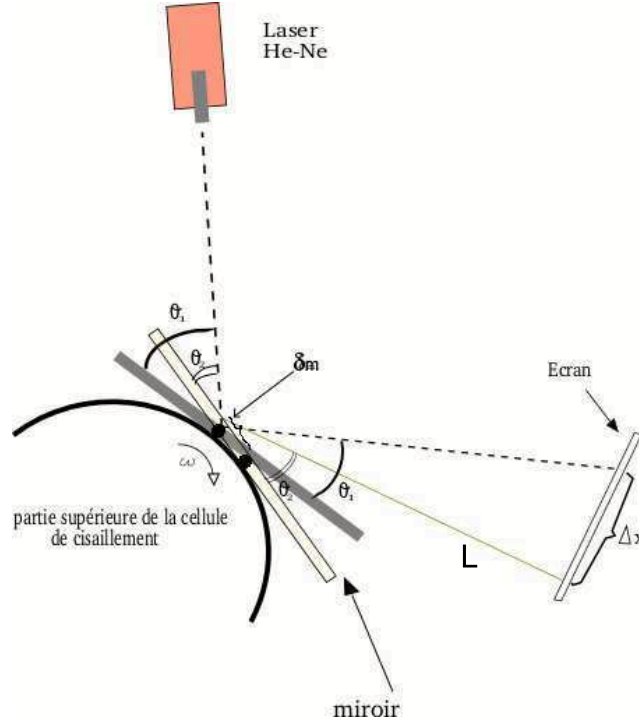


FIG. 4.9 – Schéma de l'expérience pour mesurer la vitesse angulaire moyenne réelle  $\omega_r$  de la partie supérieure de la cellule de cisaillement.

## 4.3 Préparation des échantillons

### 4.3.1 Choix des milieux granulaires

Nous avons utilisé des billes de deux types de matériau : billes de verre sodocalcique fournies par MATRASUR (la composition du verre des billes est présentée dans la table 4.3) et billes de PMMA (polyméthyl-metacrylate ELVACITE 8045). Ces billes sont livrées avec une distribution en taille assez large.

Nous voulons faire des expériences dans le cas le plus idéal possible, pour cela nous voulons que les billes soient les plus monodisperses possible pour s'affranchir notamment des effets de ségrégation. Afin de réaliser cette condition nous avons procédé à un tamisage manuel de ces billes.

### 4.3.2 Tamisage

Le tamisage consiste en le triage des particules par des tamis d'ouvertures calibrées. Les tamis que nous avons utilisés sont faits par un tissage de fils métalliques, donc les ouvertures sont carrées. Les tamis sont fournis par PROLABO. Le tamisage a été fait à la main. Dans la table 4.4 on voit la description de chaque échantillon (diamètres, diamètre

$\omega$ de consigne ( $\text{mrad.s}^{-1}$ )	$\omega_r$ ( $\text{mrad.s}^{-1}$ )	$\Delta\omega_r$ ( $\text{mrad.s}^{-1}$ )
0.15	0.84	0.04
0.30	0.85	0.04
0.80	0.86	0.04
2.30	1.91	0.10
3.30	2.92	0.50
5.00	3.48	0.81
9.00	6.85	0.40

TAB. 4.2 – Différence des vitesses angulaires de consigne du couplemètre VT550 et des vitesses réelles d'entraînement du milieu granulaire.

Composant chimique	Pourcentage
SiO <sub>2</sub>	72.5 %
Na <sub>2</sub> O	13.7%
CaO	9.8 %
MgO	3.3%
AlO <sub>3</sub>	0.4%
FeO	0.2%
K <sub>2</sub> O	0.1%

TAB. 4.3 – Composition chimique des billes de verre

moyen, matériau). Dans la figure 4.10a on peut voir une photo par microscopie optique des billes de PMMA, on observe que les billes de PMMA ont une bonne sphéricité et dans la figure 4.10b nous avons une photo des billes de verre non lavées.

Echantillon	Diamètres ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre moyen ( $\mu\text{m}$ )	Matériau
A	315-400	357.5	verre sodo-calcique
B	630-800	715	verre sodo-calcique
C	315-400	357.5	PMMA

TAB. 4.4 – Description des échantillons utilisés dans les expériences.

### 4.3.3 Lavage et rinçage

Les billes ont été immergées dans une solution de détergent RBS-25 à une proportion de 10 cl pour 100 cl d'eau distillée. Nous avons mis l'ensemble dans un mélangeur rotatif TURBULA T2C pendant 30 min. Ensuite, nous rinçons abondamment avec de l'eau distillée, nous répétons ce processus 5 ou 6 fois jusqu'à la dissolution vers des concentrations



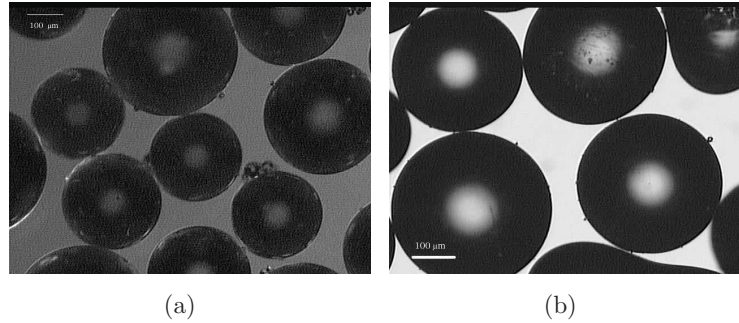


FIG. 4.10 – Photo par microscopie optique des billes : (a) PMMA sans lavage ; (b) billes de verre sans lavage.

négligeables du détergent. Dans la figure 4.11, on observe des photos des billes de verre par microscopie optique en lumière polarisée. On observe que pour les billes non lavées (figure 4.11a) il existe une couche sur la surface des billes qui ne permet pas de passer la lumière, par contre pour les billes lavées (figure 4.11b) ce couche a été enlevée et on observe la polarisation de la lumière produite pour les billes.

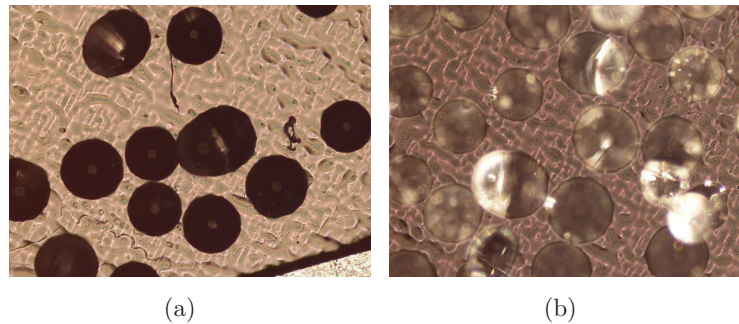


FIG. 4.11 – Photographie par microscopie optique en lumière polarisée des billes de verre : (a) avant lavage ; et (b) après lavage.

Dans la figure 4.12a on observe une photo de la surface d'une bille de verre avant lavage faite par microscopie électronique à balayage. Dans le photo 4.12b nous présentons la surface d'une bille de verre après lavage : on observe que une poudre a été enlevée de la surface. Le lavage et le rinçage ont enlevé la poudre antimottage à la surface des billes de verre ; cette poudre est introduite par le fabricant afin d'éviter les effets de la humidité sur les billes (agglomération, corrosion) et il est important d'enlever cette poudre afin d'observer les effets de l'humidité sur le milieu granulaire ; la poudre peut également modifier la friction entre les grains.

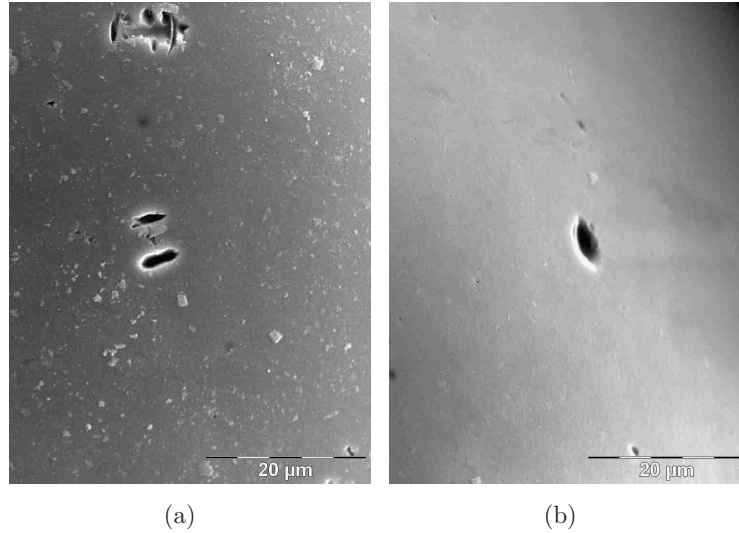


FIG. 4.12 – Photographie par microscopie électronique à balayage des billes de verre : (a) avant et (b) après lavage.

#### 4.3.4 Séchage

Pour cette étape les billes ont été versées dans un cristalliseur. Ensuite, l'eau de rinçage a été retirée en prenant garde à ne pas perdre de billes. Le cristalliseur a été introduit dans une étuve : les billes de verre sodo-calcique y sont laissées pendant 12 heures à 130°C et les billes de PMMA y sont laissées pendant 48 heures à 70 °C.

#### 4.3.5 Rétamissage

Chaque échantillon a été rétamisé afin de casser les interactions cohésives qui peuvent se former entre les billes pendant le séchage. Par exemple, dans les billes de verre, la formation de ponts solides entre deux billes est possible [20].

#### 4.3.6 Mise en place du milieu granulaire dans la cellule de cisaillement

La préparation de l'échantillon est très importante afin d'avoir une bonne reproductibilité dans les expériences. Le milieu granulaire est versé dans la cellule de cisaillement à travers un entonnoir maintenu verticalement. Le milieu granulaire est versé de façon à avoir une épaisseur de billes homogène dans la partie inférieure de la cellule de cisaillement. Après avoir rempli la totalité de la partie inférieure de la cellule de cisaillement nous avons fait le remplissage des compartiments de la partie supérieure de la cellule avec l'entonnoir en prenant garde à les remplir de façon homogène. La cellule de cisaillement

a été remplie aux  $2/3$  de son volume total. Ensuite, on met le couvercle de la cellule de cisaillement et nous cisailons la cellule manuellement afin d'obtenir l'horizontalité du couvercle. Dans le cas des billes de verre nous avons versé 77 g dans la cellule de cisaillement, pour les billes de PMMA nous avons versé 40 g. Les billes ont été pesées avec une balance électronique.

#### 4.3.7 Pré-cisaillement : "état initial"

Après avoir introduit l'échantillon de milieu granulaire dans la cellule de cisaillement, nous avons placé les solutions salines dans l'enceinte. Ensuite, nous avons attendu que le taux d'humidité devienne constant dans l'enceinte et à l'intérieur de la cellule de cisaillement, en accord avec la solution saline introduite (voir table 4.1). Nous avons procédé à un pré-cisaillement : nous avons fait tourner la cellule à une vitesse angulaire de  $3.14 \text{ rad.s}^{-1}$  pendant 120 s. Ce pré-cisaillement définit l'état initial du milieu granulaire.

# Chapitre 5

## Présentation des résultats et discussion

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Caractéristiques du signal de contrainte de cisaillement . .</b>	<b>102</b>
<b>5.2</b>	<b>Influence de la vitesse sur la contrainte de cisaillement . . .</b>	<b>111</b>
<b>5.3</b>	<b>Influence de la taille des billes sur la moyenne de la contrainte de cisaillement . . . . .</b>	<b>113</b>
<b>5.4</b>	<b>Influence de l'humidité sur la moyenne de la contrainte de cisaillement . . . . .</b>	<b>115</b>
<b>5.5</b>	<b>Etude détaillée des fluctuations de la contrainte de cisaillement . . . . .</b>	<b>117</b>
5.5.1	Etude des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement	117
5.5.2	Etude de l'amplitude des fluctuations . . . . .	121
5.5.3	Etude détaillée des événements "montée" des fluctuations . . .	124
5.5.4	Etude détaillée des événements "descente" des fluctuations . .	127
<b>5.6</b>	<b>Influence de la raideur de mesure sur la contrainte de cisaillement . . . . .</b>	<b>133</b>
<b>5.7</b>	<b>Evolution de la contrainte de cisaillement avec le temps : vieillissement . . . . .</b>	<b>142</b>

---

Nous avons vu dans le chapitre 1 que lorsqu'un patin est poussé sur une surface solide, la force à laquelle il est poussé peut présenter dans certaines conditions une alternance d'états statiques et dynamiques, appelée "stick-slip". Ce comportement a également été observé lorsqu'un patin est poussé sur un milieu granulaire [4, 5] ; le "stick-slip" est aussi observé dans un milieu granulaire cisailé dans une cellule annulaire de cisaillement [45] (ces expériences ont été discutées dans la section 1.2). L'influence de l'humidité sur un milieu granulaire a été abordée dans le chapitre 2. L'humidité change les interactions entre les grains. Ces interactions peuvent résulter de la formation de ponts liquides

[22] ou de ponts solides [20]. Dans cette section, nous allons présenter nos résultats sur l'influence de l'humidité sur la contrainte de cisaillement au sein d'un milieu granulaire. Dans un premier temps, nous précisons les conditions pour lesquelles un comportement de "stick-slip" est observé dans nos expériences. Ensuite, nous caractérisons la contrainte de cisaillement par sa moyenne, les moyennes des maxima et minima du signal, l'amplitude des fluctuations. Dans cette partie, nous étudions aussi des effets temporels lorsque le milieu granulaire est soumis à l'humidité, c'est-à-dire le vieillissement du milieu granulaire dû à la présence d'humidité. Un comportement similaire a déjà été observé dans l'étude de l'angle maximum de stabilité d'un empilement granulaire [23, 29].

Dans toutes les expériences, le milieu granulaire est remplacé avant chaque mesure ; il est pré-cisaillé dans la cellule comme nous l'avons décrit dans la section 4.3.6 et 4.3.7. Nous avons travaillé avec une contrainte normale fixée à 315 Pa.

## 5.1 Caractéristiques du signal de contrainte de cisaillement

Afin de mettre en évidence les caractéristiques de la contrainte de cisaillement, étudions la contrainte de cisaillement enregistrée pendant 600 s pour deux valeurs du taux d'humidité (13% et 93 %), à une vitesse angulaire d'entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , et avec des billes de diamètre moyen de  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$  (échantillon A de la table 4.4). Au niveau du rayon moyen de la cellule, égal à  $22.5 \text{ mm}$ , la vitesse linéaire à laquelle le milieu granulaire est entraîné équivaut à  $19 \text{ }\mu\text{m.s}^{-1}$ , soit environ 1/20 de bille par seconde. Nous utilisons comme variable la distance moyenne parcourue par le milieu granulaire en unités de taille de grains, définie comme :

$$\delta d = \left[ \frac{R_{\text{moy}} \omega}{\bar{d}_{\text{billes}}} \right] t \quad (5.1)$$

où  $\bar{d}_{\text{billes}}$  est le diamètre moyen des billes,  $R_{\text{moy}}$  est le rayon moyen de la cellule de cisaillement,  $\omega$  est la vitesse angulaire d'entraînement et  $t$  est le temps.

Dans nos expériences les pales entraînent le milieu granulaire contenu dans la partie supérieure de la cellule de cisaillement. Il va donc se produire une friction entre le milieu granulaire contenu dans la partie supérieure et le milieu granulaire contenu dans la partie inférieure de la cellule. Le rhéomètre va permettre de mesurer la force de friction dans la bande de cisaillement créée dans cette zone intermédiaire de la cellule de cisaillement. Nous pouvons donc parler ici de cisaillement granulaire-granulaire.

La figure 5.1 donne la contrainte de cisaillement mesurée en fonction du déplacement linéaire moyen ( $\delta d$ ). Pour ces mesures, nous avons versés 77 g du milieu granulaire dans la cellule et nous avons appliqué une contrainte normale  $\sigma_n = 315 \text{ Pa}$ . On observe que la contrainte de cisaillement est caractérisée par deux régimes : un régime *transitoire* et

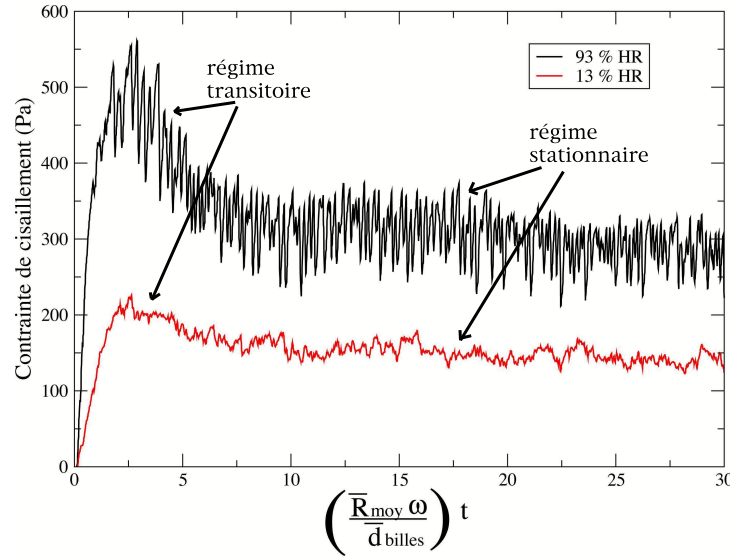


FIG. 5.1 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen. La vitesse angulaire vaut  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , les billes ont un diamètre moyen de  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\sigma_n=315 \text{ Pa}$ .

un régime *stationnaire*.

Le régime *transitoire* est caractérisé par le passage par un maximum. La valeur de ce maximum n'est pas reproductible dans nos expériences réalisées dans les mêmes conditions expérimentales (vitesse d'entraînement, diamètre des billes, taux d'humidité, contrainte normale). Ce maximum dépend fortement de la manière dont les grains sont arrangés dans la cellule : même si nous avons pré-cisaillé le système, il existe encore une forte dépendance en les conditions initiales. Nous n'avons pas étudié plus en détail le régime *transitoire* parce que nous sommes intéressés par le comportement dans le régime *stationnaire*.

Lors du régime transitoire, le système relaxe et il s'établit une bande de cisaillement bien définie au sein du milieu granulaire, et donc la contrainte de cisaillement atteint un régime *stationnaire*. Dans ce régime, le comportement de la moyenne et des maxima et minima locaux de la contrainte de cisaillement est reproductible pour des expériences réalisées dans les mêmes conditions expérimentales (vitesse d'entraînement, diamètre des billes, taux d'humidité et contrainte normale).

Nous observons sur la figure 5.2 que la contrainte de cisaillement est très irrégulière.

Dans le cas où le taux d'humidité vaut 93%, le signal ressemble à un signal de "stick-slip", nous allons y revenir.

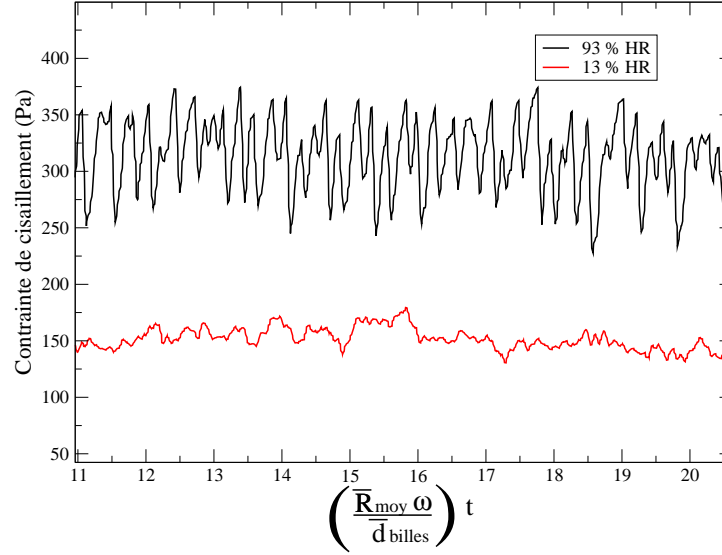


FIG. 5.2 – Zoom de la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen. La vitesse angulaire vaut  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , les billes ont un diamètre compris entre 315 et  $400 \mu\text{m}$ .

Par contre, un comportement de "stick-slip" n'est pas observé pour un taux d'humidité donné de 13%. Dans ce cas la contrainte de cisaillement est un signal continu dont les fluctuations correspondent à du bruit.

Dans les figures 5.3(a-f), nous observons la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour différents taux d'humidité ; à l'intérieur de chaque graphique nous avons la transformée de Fourier du signal. Le milieu granulaire est composé de billes de verre de  $357.5 \mu\text{m}$  de diamètre moyen et il est entraîné à une vitesse qui vaut  $0.84\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$ .

Si nous analysons les figures 5.3a, 5.3b, et 5.3c, qui correspondent à des taux d'humidité de 13%, 45% et 55%, on observe que la contrainte de cisaillement a un comportement présentant des fluctuations très irrégulières ; l'analyse de Fourier de chaque signal ne fait pas apparaître de fréquence caractéristique, donc on peut affirmer que ce signal est du bruit. A partir de cette analyse, on peut conclure que la contrainte de cisaillement que nous mesurons à ces taux d'humidité correspond à un glissement continu au sein du milieu granulaire.

Un comportement de "stick-slip" dans une expérience de frottement entre deux solides est caractérisé par une augmentation de la force dont la pente est définie par la raideur

de l'ensemble : système de mesure / système étudié, ensuite la force atteint un maximum suivi par une chute brutale ; dans certains cas il apparaît une fréquence caractéristique. On observe sur la figure 5.3d (correspondant à un taux d'humidité de 85%) que la pente avec laquelle la contrainte augmente est bien définie. De plus, on peut observer que l'augmentation de la contrainte, qui correspond à un événement de "stick", est suivie d'une chute brutale : cet événement correspond à un événement de "slip". Donc, dans ce cas, on peut dire qu'il existe un comportement de "stick-slip", même si les valeurs des maxima ne sont pas bien définies : il s'agit d'un "stick-slip" irrégulier. Si on observe la transformée de Fourier pour ce signal, on observe qu'il apparaît des périodes comprises entre 5 et 9 s, on voit que même si ces périodes ne sont pas bien définies on observe un changement de la transformée de Fourier par rapport à celles des signaux avec un taux d'humidité de 13%, 45% et 55%. Pour finir, nous analysons les figures 5.3e et 5.3f. Pour ces figures, la contrainte de cisaillement a un comportement irrégulier, qui ressemble à un comportement de glissement continu : le taux d'humidité très élevé peut conduire à un comportement de lubrification pendant le cisaillement au sein du milieu granulaire, on reviendra plus loin sur cette discussion.

A partir des résultats de l'analyse de Fourier, nous nous posons la question si la transformée de Fourier est le meilleur outil pour une analyse spectrale de nos signaux. Dans le cas où le taux d'humidité vaut 85%, même si la transformée de Fourier est différente de celles des autres signaux, il n'apparaît pas une fréquence caractéristique bien définie sur ce signal alors que le signal semble en posséder une. On va revenir sur cette discussion dans la section 5.5.

Donc, pour ces expériences, on observe qu'il existe deux types de comportements de la contrainte de cisaillement, lorsque le taux d'humidité change. Pour des valeurs faibles du taux d'humidité (entre 13% et 55%), la contrainte de cisaillement a des fluctuations très irrégulières, l'augmentation de la contrainte n'est pas définie par une pente constante et la diminution de la contrainte n'est pas définie par une chute brutale : il s'agit du bruit. Pour des valeurs du taux d'humidité comprises entre 83% et 93%, le signal est un signal de "stick-slip" un peu irrégulier. Pour des valeurs plus élevées que 93% du taux d'humidité, le signal redevient du bruit. Ce même comportement est observé pour des expériences faites avec des billes de diamètre moyen de  $715\ \mu\text{m}$  et avec des vitesses de  $0.84\text{e-}3\ \text{rad.s}^{-1}$  et  $3.45\text{e-}3\text{rad.s}^{-1}$ .

Nous nous sommes intéressés au comportement de l'amplitude des fluctuations et de la moyenne des maxima et minima en fonction du taux d'humidité du milieu granulaire. Nous avons développé un programme en Fortran 77 qui détermine les maxima et minima locaux de la contrainte de cisaillement. Le programme prend un point et il compare les trois proches voisins ultérieurs et antérieurs jusqu'à atteindre un maximum ou un minimum local. Cette procédure permet d'identifier tous les maxima et minima locaux du signal. Sur la figure 5.4 on observe la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen ; les maxima et minima locaux que détermine le pro-



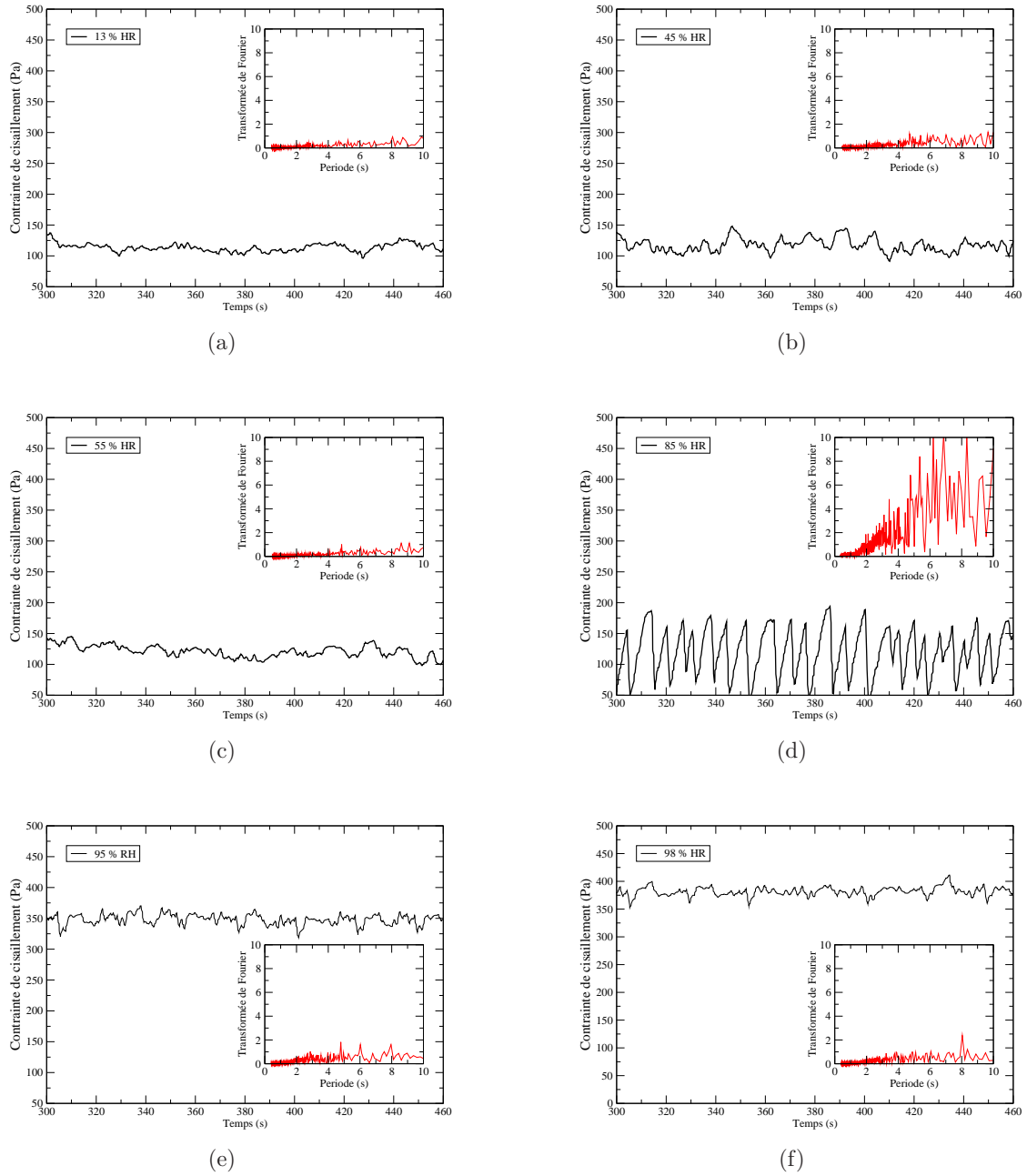


FIG. 5.3 – Contraite de cisaillement dans le régime stationnaire en fonction du temps pour différents taux d'humidité : (a) 13%; (b) 45%; (c) 55%; (d) 85%; (e) 95 %; (f) 98%. Le diamètre moyen des billes de verre vaut  $357.5 \mu\text{m}$  et la vitesse d'entraînement est  $0.84\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$

gramme y sont représentés par des points. La contrainte de cisaillement correspond à une expérience à 93 % de taux d'humidité, une vitesse angulaire d'entraînement  $\omega=0.84$  mrad.s<sup>-1</sup> et nous avons utilisé des billes qui correspondent à l'échantillon A de la table 4.4 ( $\bar{d}_{billes} = 357.5\mu\text{m}$  et composées de verre sodo-calcique).

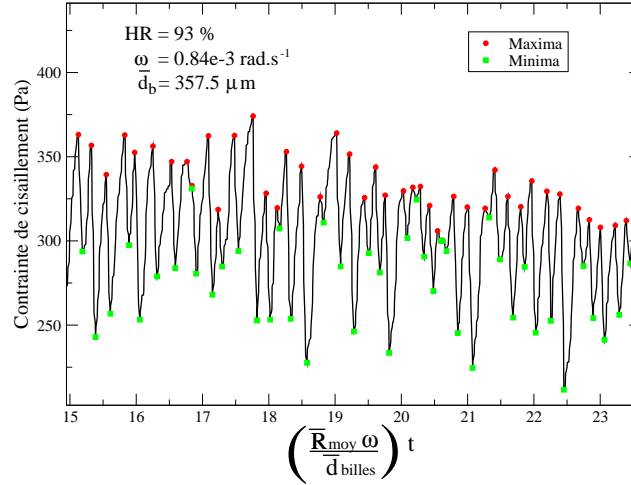


FIG. 5.4 – Graphique qui montre le résultat du calcul des maxima et minima. Le taux d'humidité est de 93%, la vitesse angulaire de 0.84 mrad.s<sup>-1</sup>, le diamètre moyen des billes vaut 357.5  $\mu\text{m}$ .

Afin de savoir si notre programme est suffisamment robuste pour des signaux plus irréguliers, dans la figure 5.5 nous montrons les maxima et minima locaux de la contrainte de cisaillement à 13% du taux d'humidité. On observe que notre programme détermine correctement les maxima et minima, sauf dans quelques cas (par exemple les maximum et minimum qui se trouvent autour du temps 300 s sont des maximum et minimum qui pourraient ne pas correspondre à un phénomène physique de notre système). Si nous prenons une statistique suffisamment grande, les effets de ce défaut de notre programme pour des signaux irréguliers sont atténués. Généralement, nous avons une statistique sur 60 à 70 valeurs de maxima et minima.

L'étude de la moyenne des signaux et des minima et maxima ainsi que l'amplitude des fluctuations est faite dans les sections 5.5.1 et 5.5.2. Auparavant, pour préciser les observations sur le comportement de la contrainte de cisaillement (bruit ou signal de "stick-slip"), nous calculons la valeur moyenne de la pente et l'écart-type sur cette valeur calculés en supposant que la contrainte de cisaillement augmente linéairement entre un minimum et le maximum suivant. La table 5.1 donne la pente moyenne et l'écart-type calculé sur une durée de 600 s, pour des billes de verre avec un diamètre moyen de 357.5  $\mu\text{m}$  et une vitesse d'entraînement  $\omega=0.84$  e-3 rad.s<sup>-1</sup>, à différents taux d'humidité.

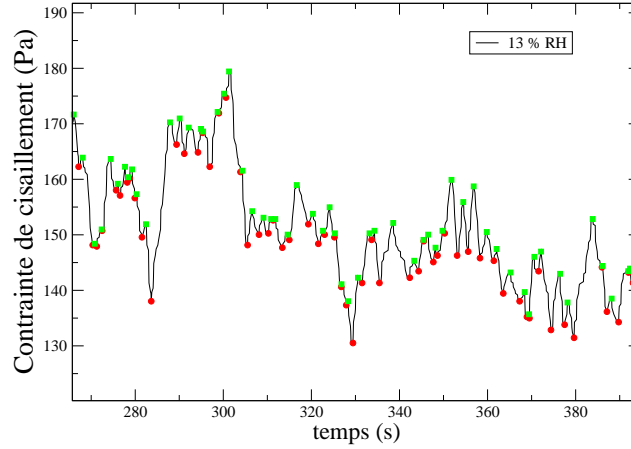


FIG. 5.5 – Graphique qui montre le résultat du calcul des maxima et minima. Le taux d’humidité est de 13%, la vitesse angulaire de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre moyen des billes vaut  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$ .

Humidité relative (%)	Pente ( $\text{Pa.s}^{-1}$ )	$\Delta$ Pente ( $\text{Pa.s}^{-1}$ )	Type de comportement
13	4.45	2.33	bruité
45	7.63	4.47	bruité
55	4.90	3.01	bruité
85	26.16	3.62	”stick-slip”
93	22.58	6.84	”stick-slip”
95	7.75	2.06	bruité
98	8.30	4.94	bruité

TAB. 5.1 – Table de la valeur moyenne de la pente avec laquelle augmente la contrainte de cisaillement pour  $d_b=357.5 \text{ }\mu\text{m}$  ;  $\omega=0.84\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$

Dans la table 5.1, on peut observer que l’erreur sur la pente est très grande pour le comportement de type bruité tandis que lorsque un comportement de ”stick-slip” est observé, l’erreur relative sur la pente est beaucoup plus faible, de l’ordre de 10%, ce qui correspond au fait que la pente est bien définie dans un comportement de type ”stick-slip”.

Dans la table 5.2, nous avons les résultats de la valeur moyenne de la pente pour des billes de verre avec un diamètre moyen de  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$  et une vitesse d’entraînement de  $3.45\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$ . Dans ce cas, nous observons que la contrainte de cisaillement présente un comportement bruité sur une plage de taux d’humidité comprise entre 13% et 55%. Ensuite, nous observons que le comportement devient de type ”stick-slip” : la pente est

Humidité relative (%)	Pente (Pa.s <sup>-1</sup> )	$\Delta$ Pente (Pa.s <sup>-1</sup> )	Type de comportement
13	3.61	2.31	bruité
45	8.01	3.86	bruité
55	6.80	3.30	bruité
85	21,56	5.80	"stick-slip"
93	12.06	9.74	bruité
95	5.51	3.51	bruité
98	5.14	3.74	bruité

TAB. 5.2 – Table de la valeur moyenne de la pente avec laquelle augmente la contrainte de cisaillement pour  $d_b=357.5 \mu\text{m}$ ;  $\omega=3.45\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$

bien définie et son erreur représente 20 % de sa valeur. Après avoir dépassé un taux d'humidité de 93%, le signal redevient bruité, l'erreur relative sur la pente est supérieure à 50 %. Donc, pour une vitesse d'entraînement plus élevée, le comportement de "stick-slip" est observé seulement à un taux d'humidité de 85% : la vitesse d'entraînement a affecté la réponse de la contrainte de cisaillement. Nous y reviendrons dans la section 5.2.

Humidité relative (%)	Pente (Pa.s <sup>-1</sup> )	$\Delta$ Pente (Pa.s <sup>-1</sup> )	Type de comportement
10	8.50	4.48	bruité
45	8.83	4.71	bruité
55	10.41	4.65	"stick-slip"
84	20.59	6.25	"stick-slip"
88	25.69	6.70	"stick-slip"
98	18.27	7.04	bruité

TAB. 5.3 – Table de la valeur moyenne de la pente avec laquelle augmente la contrainte de cisaillement pour  $d_b=715 \mu\text{m}$ ;  $\omega=0.84\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$

Dans la table 5.3, nous avons les valeurs moyennes de la pente pour des billes de verre avec un diamètre moyen de  $715 \mu\text{m}$  et une vitesse d'entraînement de  $0.84\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$ . On observe le même comportement bruité de la contrainte de cisaillement pour une plage compris entre 10% et 45% de taux d'humidité, l'erreur sur la pente atteint 50%. Le comportement de "stick-slip" est observé entre 55% et 88%, la pente avec laquelle la contrainte augmente est assez bien définie, nous avons une erreur relative d'environ 30%.

Dans la table 5.4, nous avons les valeurs moyennes de la pente pour des billes de verre avec un diamètre moyen de  $715 \mu\text{m}$  et une vitesse d'entraînement de  $3.45\text{e-}3 \text{ rad.s}^{-1}$ . On observe que le comportement bruité se conserve jusqu'à un taux d'humidité de 84%. Pour un taux d'humidité compris entre 84% et 88 % le comportement est du "stick-slip".

Humidité relative (%)	Pente (Pa.s <sup>-1</sup> )	$\Delta$ Pente (Pa.s <sup>-1</sup> )	Type de comportement
10	12.93	8.06	bruité
45	12.89	8.58	bruité
55	12.06	7.74	bruité
84	18.19	10.43	"stick-slip"
88	65.13	28.72	"stick-slip"
98	16.10	5.70	bruité

TAB. 5.4 – Table de la valeur moyenne de la pente à la quelle augmente la contrainte de cisaillement pour  $d_b=715 \mu\text{m}$  ;  $\omega=3.45\text{e-3 rad.s}^{-1}$

Au delà de 98 %, on retrouve un comportement bruité.

Par rapport à des mesures de contrainte dans des cas de friction solide-solide ou solide-granulaire, qui donnent un comportement de type "stick-slip" régulier, l'évolution de la contrainte en fonction du temps dans ces expériences avec une raideur de torsion élevée est très irrégulière. Nous pouvons expliquer cela par le fait que le milieu granulaire est un solide divisé dont chaque 'élément' peut se mouvoir par rapport à ses plus proches voisins ; d'autre part, une caractéristique des milieux granulaires est que les contraintes qui se forment lorsque le milieu granulaire est soumis à une force extérieure ne sont pas homogènes [40, 14, 44] et suivent des "chemins de contrainte" : il en sera donc ainsi pour les contraintes internes dans la bande de cisaillement. Au cours du cisaillement, certaines billes peuvent se trouver dans un état de 'stick', c'est-à-dire qu'elles ne bougent pas l'une par rapport à l'autre, tandis que d'autres billes se trouvent dans l'état 'slip', c'est-à-dire un état où elles se meuvent l'une par rapport à l'autre. Donc, comme les états de 'stick' (resp. 'slip') entre les billes ne sont pas simultanés, il en résulte des irrégularités au niveau de la contrainte globale mesurée par le rhéomètre. A partir de ce comportement irrégulier de la contrainte, on peut dire qu'il n'existe pas une histoire bien définie du glissement, c'est-à-dire le glissement change en fonction des contraintes qui se sont formées dans l'événement antérieur, il va donc être très difficile d'obtenir un équivalent de la distance caractéristique qui définit un glissement dans le cas de la friction entre deux solides (voir chapitre 1) ; dans nos expériences, une analyse de type Dieterich-Ruina [3, 19, 32, 33, 35] n'est pas valable. Une autre raison pouvant expliquer que la contrainte dans le milieu granulaire va toujours être irrégulière est que le milieu granulaire se trouve perturbé à cause des pales : ces pales peuvent produire des courant de convection dans la partie supérieure de la cellule, empêchant le milieu granulaire d'atteindre son état de minimum d'énergie correspondant à un arrangement en couches. Cet état d'arrangement en couches a été observé dans une expérience similaire faite par Coste [76], pour laquelle les pales étaient petites par rapport à la taille des billes et les billes étaient plus monodisperses que celles de notre expérience. Cet arrangement en couches a été aussi observé dans nos simulations (voir partie 3).

Lorsque le taux d'humidité atteint 85%, la contrainte de cisaillement se trouve dans un état de "stick-slip", mais avec la caractéristique que le "stick-slip" est irrégulier. On peut affirmer que l'humidité et donc la cohésion jouent un rôle dans l'évolution de ce comportement de la contrainte de cisaillement ; cohésion et lubrification interviennent à fort taux d'humidité. Après avoir dépassé un niveau de 95%, on observe à nouveau un comportement bruité pour la contrainte de cisaillement. Cette évolution de la contrainte va être étudiée en détail dans les sections suivantes.

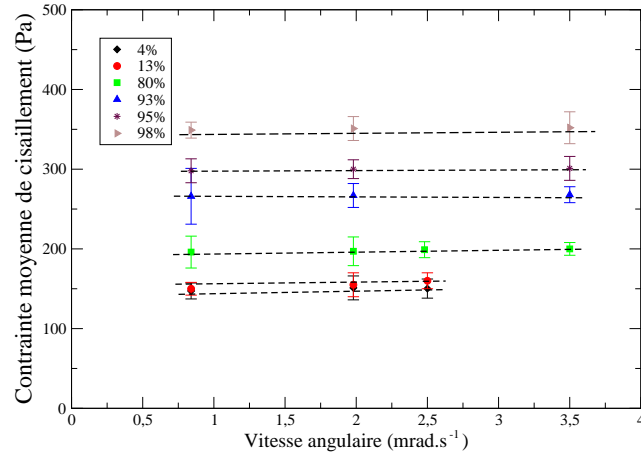
## 5.2 Influence de la vitesse sur la contrainte de cisaillement

Dans cette section nous allons présenter les résultats de l'effet de la vitesse angulaire d'entraînement sur la contrainte moyenne de cisaillement dans le régime stationnaire. La valeur moyenne de la contrainte de cisaillement nous donne une valeur de la résistance au cisaillement du milieu granulaire ; nous étudierons plus loin le comportement des maxima et minima locaux du signal.

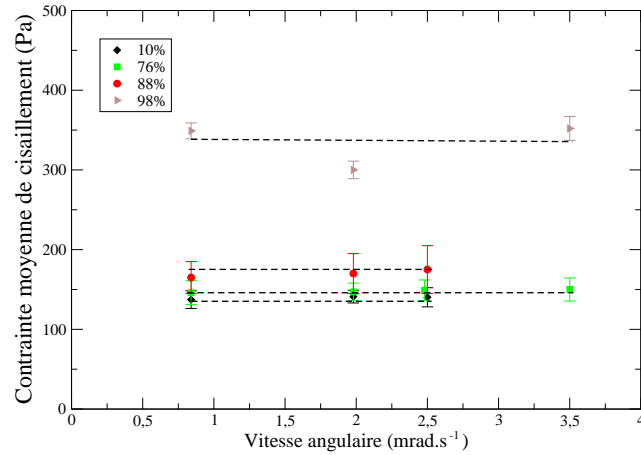
On voit sur la figure 5.6 la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse angulaire d'entraînement pour différents taux d'humidité. Nous avons fait des expériences avec des vitesses angulaires comprises entre  $0.8 \text{ mrad.s}^{-1}$  et  $4 \text{ mrad.s}^{-1}$  qui correspondent à des vitesses linéaires entre  $19 \text{ }\mu\text{m.s}^{-1}$  et  $80 \text{ }\mu\text{m.s}^{-1}$  ; les expériences ont été faites à différents taux d'humidité, dans le cas de billes constituées de verre sodo-calcique, ayant un diamètre moyen de  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$  (échantillon A de la table 4.4) ; la contrainte normale appliquée vaut  $\sigma_n=315 \text{ Pa}$ . Dans la figure 5.6b on voit la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse angulaire d'entraînement pour différents taux d'humidité, dans le cas de billes constituées de verre sodo-calcique ayant un diamètre moyen de  $715 \text{ }\mu\text{m}$  (échantillon B de la table 4.4). Sur les figures 5.6a et 5.6b chaque point correspond à une moyenne sur trois expériences.

Nous observons que, à ces ordres de vitesse, la moyenne de la contrainte de cisaillement mesurée dépend faiblement de la vitesse angulaire aux différents taux d'humidité.

Nous avons réalisé cette étude afin de vérifier que la dépendance de la contrainte moyenne à des vitesses angulaires faibles est faible. En effet, si nous prenons les dimensions de notre cellule de cisaillement, soit  $R_{ext} = 29 \text{ mm}$  et  $R_{int}=16 \text{ mm}$ , la vitesse linéaire des grains près de la paroi extérieure de la cellule est presque deux fois la vitesse linéaire des grains près de la paroi intérieure. Il est donc important de montrer que les résultats qui vont suivre ont une dépendance faible en la vitesse d'entraînement de la cellule et donc en la différence de vitesses moyennes des billes entre les rayons maximum et minimum de la cellule. En réalisant les mesures de contraintes à vitesses faibles comprises entre  $0.84$  et  $4 \text{ mrad.s}^{-1}$ , nous maintenons une différence de vitesse linéaire faible dans la cellule.



(a)



(b)

FIG. 5.6 – Contrainte moyenne de cisaillement en fonction de la vitesse angulaire d'entraînement pour différents taux d'humidité et deux diamètres moyens de billes. (a)  $d_b=357.5 \mu\text{m}$ , (b)  $d_b=715 \mu\text{m}$

De plus, travailler à faible vitesse d'entraînement permet d'observer les effets de l'humidité sur la contrainte de cisaillement à des faibles déformations du milieu granulaire.

Bien que toujours à faible vitesse d'entraînement, nous observons que le régime de "stick-slip" peut disparaître si la vitesse augmente (tables 5.2 et 5.4). Dans la bibliographie du "stick-slip" entre deux corps solides, il est observé que lorsque la vitesse d'entraînement du patin augmente on passe d'un régime de "stick-slip" à un régime de

glissement continu ; dans nos expériences on peut observer ce même comportement, on reviendra sur cette discussion dans la section 5.5.

### 5.3 Influence de la taille des billes sur la moyenne de la contrainte de cisaillement

Nasuno *et al.* [4, 5] (voir section 1.2) proposent que le "stick-slip" est produit par l'arrangement des grains dans le milieu granulaire. Par ailleurs, la force de cohésion due à l'humidité va dépendre fortement de la taille des billes car cette dernière modifie le nombre de contacts entre grains par unité de volume. Donc nous nous sommes intéressés au rôle de la taille des billes sur la contrainte de cisaillement à différents taux d'humidité. La figure 5.7 montre le comportement de la moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité pour deux diamètres moyens des billes ( $357.5 \mu\text{m}$  et  $715 \mu\text{m}$ ) correspondant aux échantillons A et B de la table 4.4. Le milieu granulaire était entraîné à une vitesse angulaire de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . Chaque point correspond à la moyenne sur 5 expériences de la moyenne de la contrainte de cisaillement dans le régime stationnaire. La contrainte a été mesurée pendant 600 s. Pour ces mesures nous avons versé 77 g de milieu granulaire dans la cellule et nous avons appliqué une contrainte normale  $\sigma_n = 315 \text{ Pa}$ .

Dans la figure 5.8 nous avons la moyenne de la contrainte de cisaillement dans le régime stationnaire en fonction du taux d'humidité, mais dans ce cas la vitesse angulaire d'entraînement vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

Dans la plage de taux d'humidité entre 5% et 80%, on observe que pour des billes qui font partie de l'échantillon A, c'est-à-dire une taille moyenne de  $357.5 \mu\text{m}$ , la moyenne de la contrainte de cisaillement va être en-dessous de la contrainte mesurée sur l'échantillon B ( $715 \mu\text{m}$ ). Cette différence est bien constante et l'humidité ne joue pas de rôle sur cette différence, donc la taille des billes va en être la principale raison.

Plus les billes sont petites, plus il leur sera facile de se mouvoir les unes par rapport aux autres. Si les billes ont un diamètre plus grand, cette liberté de mouvement va se perdre : c'est la congestion des billes. Cet encombrement stérique va se produire dans la totalité du milieu granulaire étudié mais aussi et en particulier dans la bande de cisaillement. Il sera donc plus difficile de cisainer le milieu granulaire, c'est-à-dire qu'il faudra appliquer une force plus grande sur le milieu granulaire constitué de grosses billes pour qu'il atteigne la même vitesse angulaire que pour des billes plus petites.

Au delà d'une humidité relative de 80 %, la contrainte moyenne augmente aussi bien pour les petites billes que pour les grandes. Près de la saturation en eau pour l'atmosphère de la cellule, les contraintes moyennes dues au cisaillement pour les deux tailles de billes se croisent. Nous en déduisons donc que la taille des billes a un effet beaucoup moins grand que l'humidité : la cohésion due à l'humidité croît, entraînant une augmentation de la valeur moyenne de la contrainte mesurée pour les deux tailles de billes. Parallèlement,



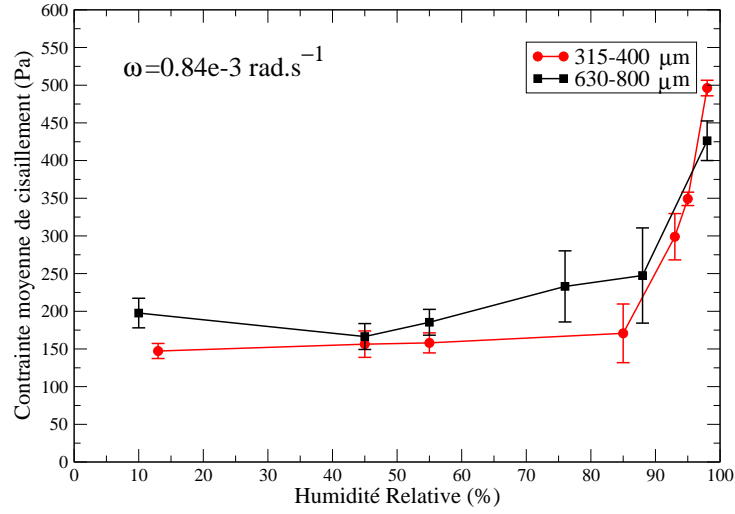


FIG. 5.7 – Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité relatif pour deux tailles de billes de verre (357.5  $\mu\text{m}$  et 715  $\mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

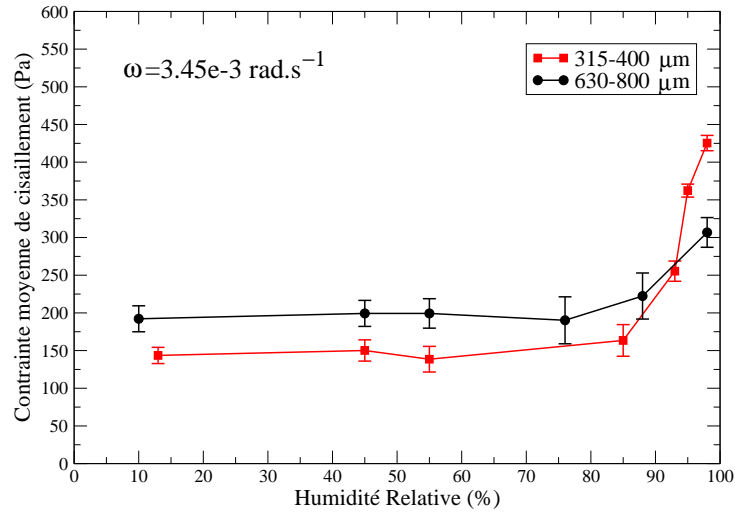


FIG. 5.8 – Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité relatif pour deux tailles de billes de verre (357.5  $\mu\text{m}$  et 715  $\mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

l'encombrement stérique n'augmente pas. La valeur relative de la force de résistance à l'entraînement de la cellule due à l'humidité par rapport à celle due à l'encombrement stérique tend vers une grande valeur. L'encombrement stérique a donc un rôle négligeable dans la valeur de la contrainte aux forts taux d'humidité.

## 5.4 Influence de l'humidité sur la moyenne de la contrainte de cisaillement

Dans cette section nous allons étudier la contrainte moyenne de cisaillement sur une plage d'humidité comprise entre 5% et 98%. Nous nous sommes intéressés à l'étude du comportement de la contrainte de cisaillement à des vitesses faibles pour lesquelles le comportement de la moyenne est presque constant (voir section 5.2). Ici, nous avons fait des expériences à des vitesses comprises entre  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ , et nous avons utilisé des billes de l'échantillon A :  $\bar{d}_{billes} = 357.5 \mu\text{m}$ ; billes de verre sodo-calcique (voir table 4.4). Pour ces mesures nous avons versé 77 g de milieu granulaire dans la cellule et nous avons appliqué une contrainte normale  $\sigma_n = 315 \text{ Pa}$ .

Sur la figure 5.9 chaque point représente la moyenne de la contrainte de cisaillement mesurée pendant 600 s dans le régime stationnaire pour un certain taux d'humidité.

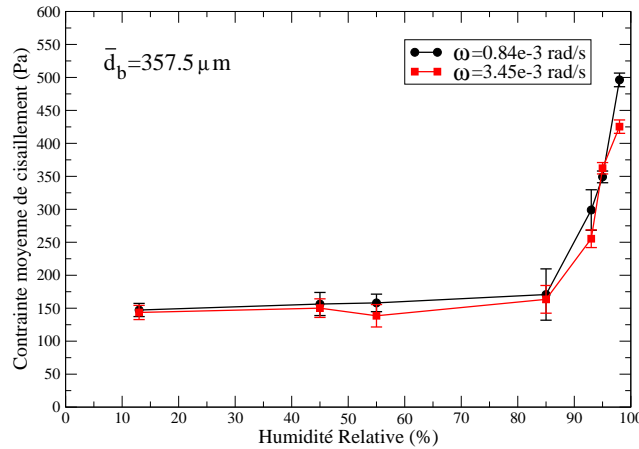


FIG. 5.9 – Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité relatif pour deux vitesses angulaires différentes ( $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ ). Le diamètre moyen des billes de verre vaut  $357.5 \mu\text{m}$ .

On observe que pour des valeurs de taux d'humidité inférieures à 80 % la moyenne de la contrainte de cisaillement augmente de façon lente. Pour des valeurs supérieures à 80 % de taux d'humidité, la moyenne de la contrainte de cisaillement croît de façon brutale.

Comme on a déjà observé dans la section 5.2, la valeur de la vitesse angulaire ne joue pas sur le comportement de la moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité.

La figure 5.10 donne le comportement de la moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité pour des billes de l'échantillon B :  $\bar{d}_{billes}=715 \mu\text{m}$ ; billes de verre (voir table 4.4). Les vitesses angulaires d'entraînement sont :  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et  $\omega=3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . Chaque point correspond à la moyenne sur trois mesures différentes de la moyenne de la contrainte de cisaillement mesurée pendant 600 s dans le régime stationnaire.

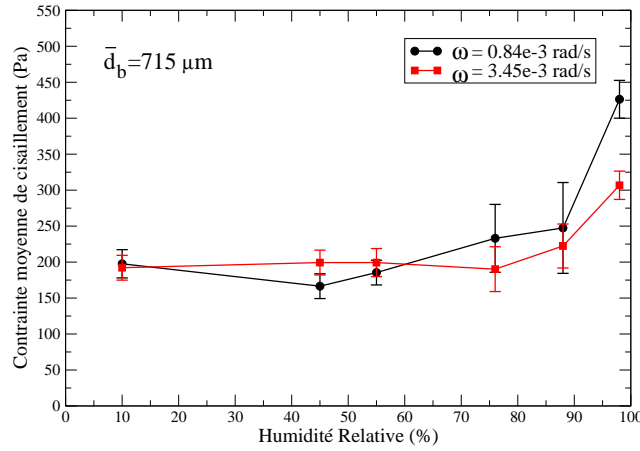


FIG. 5.10 – Moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux relatif d'humidité pour deux vitesses angulaires différentes ( $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ ). Le diamètre moyen des billes de verre vaut  $715 \mu\text{m}$ .

Pourquoi ces changements se produisent-ils sur la moyenne de la contrainte ? Comme nous l'avons déjà étudié dans la section 2, il existe deux interactions possibles qui peuvent apparaître entre deux billes : des ponts solides dus à des réactions chimiques eau-verre [20] et des ponts capillaires (voir section 2.3). Un pont solide est produit par une interaction chimique entre l'eau et le verre et il s'agit d'une force constante entre les deux billes [20]. Cette interaction est fragile et le pont solide se casse lors du régime transitoire, sans possibilité de se reformer par suite du déplacement relatif constant des billes, donc ces interactions ne devraient pas jouer de rôle dans la dynamique de la contrainte de cisaillement dans le régime stationnaire. Mais ces ponts solides peuvent modifier la surface des grains et donc la friction grain/grain. Ainsi, nous aurons toujours l'interaction chimique entre l'eau et le verre que nous avons étudiée dans la section 3.2 et qui produit des effets de corrosion et d'usure de la surface. Ehrenstein *et al.* [27] a démontré que

l'eau peut attaquer significativement une surface de verre et former une pellicule d'eau modifié chimiquement (gel) entourant la bille.

L'interaction de type ponts liquides entre des surfaces rugueuses dépend de la tension superficielle du liquide, ainsi que du volume du liquide (théorie de Halsey-Levine, discutée dans la section 2.3.2). Selon la figure 5.9 et la figure 5.10, l'augmentation de la moyenne de la contrainte se produit après avoir dépassé 80% du taux d'humidité dans l'atmosphère. Si nous suivons la théorie de Halsey-Levine [22], pour ce niveau de taux d'humidité, les rugosités de surfaces des billes vont être comblées et il va se former des petits ponts liquides entre les grains jusqu'à l'obtention d'une surface lubrifiée.

Nous reviendrons dans la section 5.5.2 sur les deux théories : la théorie de Halsey et Levine et la théorie de la réactivité chimique dans l'ensemble granulaire qui expliqueraient la cohésion dans des billes de verre soumises à l'humidité de l'atmosphère.

## 5.5 Etude détaillée des fluctuations de la contrainte de cisaillement

Cette section est consacrée à l'étude détaillée des fluctuations de la contrainte. La moyenne de la contrainte de cisaillement nous donne une information très générale sur la force de friction du milieu granulaire, par contre l'étude des maxima et minima nous donne des informations sur les fluctuations. Comme on l'a déjà vu, ces fluctuations peuvent correspondre à du bruit ou à un comportement de "stick-slip". Afin de faciliter la discussion sur les caractéristiques des fluctuations de la contrainte, nous allons appeler événement "montée" lorsque la contrainte augmente, c'est-à-dire le passage d'un minimum à un maximum, et événement "descente" lorsque la contrainte diminue, c'est-à-dire le passage d'un maximum au minimum suivant. Dans le cas où le signal correspond à un comportement de "stick-slip", ces événements vont correspondre au "stick" et au "slip".

### 5.5.1 Etude des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement

Dans la figure 5.11 nous avons le comportement des valeurs moyennes des maxima et des minima locaux de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité. Les valeurs des moyennes des maxima et des minima sont déterminées dans le régime stationnaire de la contrainte de cisaillement sur 600 s. Nous avons fait trois expériences pour chaque valeur d'humidité, chaque expérience nous donne un nombre de maxima et de minima qui varie entre 30 et 50 valeurs. Chaque point de la figure 5.11 correspond à la valeur de la moyenne calculée sur les trois expériences. Pour ces expériences, nous avons utilisé des billes de verre sodo-calcique de diamètre moyen  $357.5 \mu\text{m}$  (échantillon

A de la table 4.4). La vitesse angulaire d'entraînement vaut  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et  $\sigma_n=315 \text{ Pa}$ .

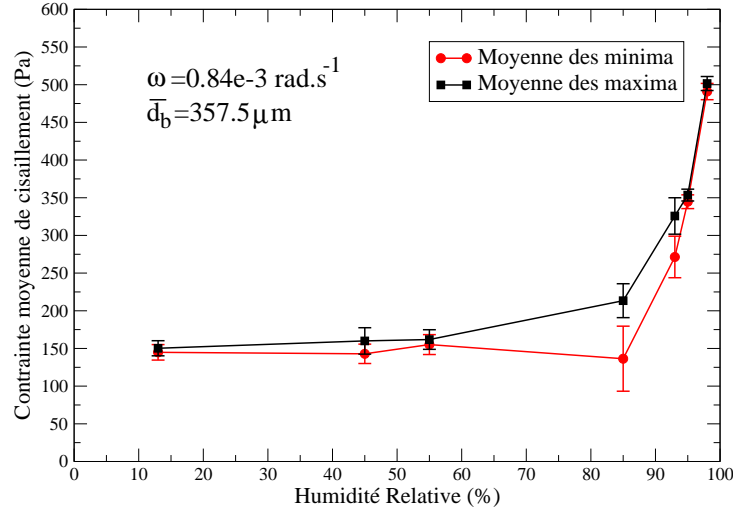


FIG. 5.11 – Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité. Le diamètre moyen des billes vaut  $357.5 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

On observe sur la figure 5.12 le comportement de la moyenne des maxima et de la moyenne des minima de la contrainte de cisaillement pour des billes de diamètre moyen de  $357.5 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, la vitesse angulaire d'entraînement vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

Dans la figure 5.13 nous avons le comportement de la moyenne des maxima et de la moyenne des minima en fonction du taux d'humidité, pour des billes de l'échantillon B du tableau 4.4 ( $\bar{d}_{billes}=715 \mu\text{m}$ , composées de verre sodo-calcique). La vitesse angulaire d'entraînement vaut  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

De même, la figure 5.14 donne le comportement de la moyenne des maxima et de la moyenne des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité, pour les billes de diamètre moyen  $715 \mu\text{m}$ , pour une vitesse angulaire d'entraînement qui vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

On observe que la moyenne des maxima présente une évolution nette en fonction de l'humidité malgré la barre d'erreur grande due à l'irrégularité du signal. Dans tous les cas, on observe une augmentation progressive de la valeur moyenne des maxima après avoir dépassé 60 % d'humidité relative. Les minima augmentent moins ou restent quasi constants, jusqu'à environ 80% de taux d'humidité relative ce qui correspond à un glissement continu : les valeurs moyennes des maxima et des minima sont alors une représentation de la variation du coefficient de friction dynamique. D'autre part, il y a

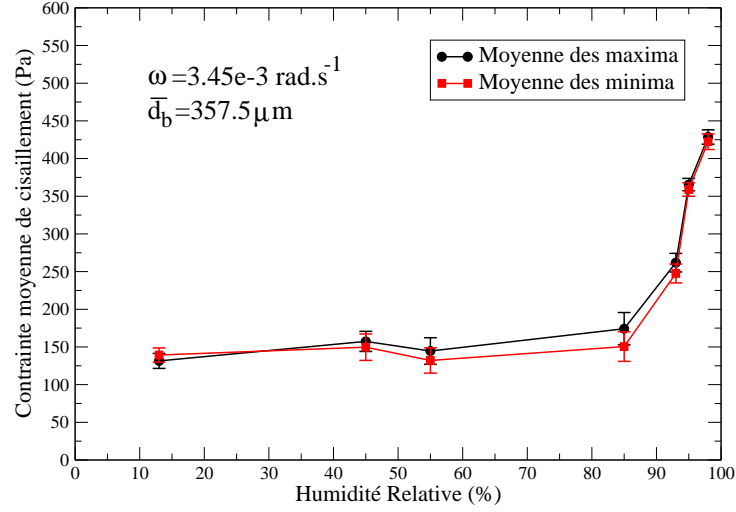


FIG. 5.12 – Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité. Le diamètre moyen des billes est  $357.5 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

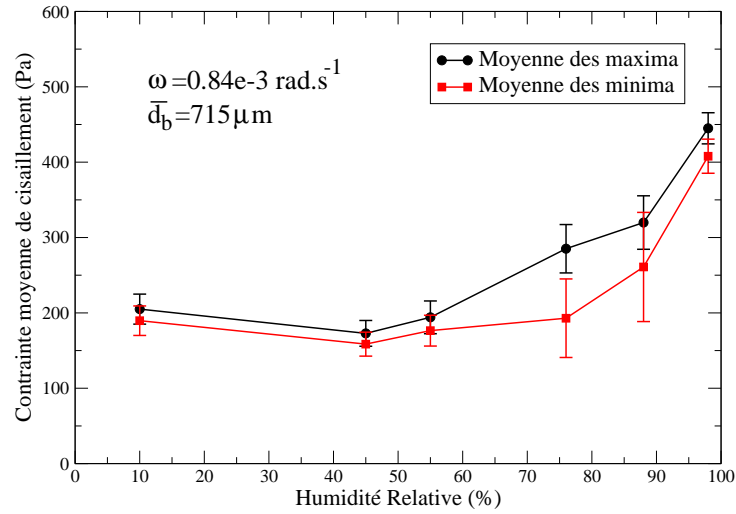


FIG. 5.13 – Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité. Le diamètre moyen des billes vaut  $715 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

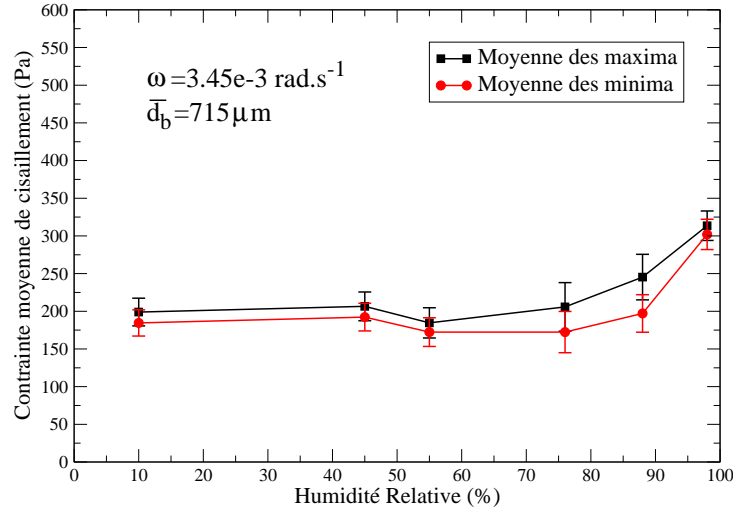


FIG. 5.14 – Moyennes des maxima et des minima de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité. Le diamètre moyen des billes vaut  $715 \mu\text{m}$ , la vitesse angulaire vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

une dépendance de la valeur moyenne des maxima avec la taille des billes et la vitesse d’entraînement entre 60% et 80 % d’humidité relative. Dans le cas où un comportement de "stick-slip" est observé, les valeurs maximales de la contrainte de cisaillement correspondent à un état statique où le milieu granulaire se trouve bloqué. Donc cette valeur maximale donne la valeur du coefficient de friction statique. Si cette valeur augmente en fonction du taux d’humidité, cela veut dire que la présence d’eau entre les grains ajoute une force cohésive dans l’état statique : soit une augmentation de la contrainte de cisaillement. La théorie de Halsey et Levine déjà étudiée dans la section 2.3 propose que la force cohésive produite par les ponts liquides dans le cas statique va évoluer de façon non-linéaire en fonction du volume d’eau qui forme les ponts liquides et des aspérités de la surface entre deux billes. D’après les figures 5.11, 5.12, 5.13, 5.14, on n’observe pas une différenciation très nette des trois états prédits par Halsey et Levine : régime d’aspérité où la force varie comme la racine cubique du volume d’eau entre les grains, régime de rugosité où la force varie de façon linéaire avec le volume d’eau, et régime sphérique où la force est indépendante du volume d’eau. Cependant il faut remarquer que les cas qui correspondent à du "stick-slip" ne sont obtenus que sur une faible plage de taux d’humidité dans nos expériences. Dans les cas qui correspondent à un glissement continu, c’est-à-dire au-dessous de 80% et au-dessus de 90%, les maxima et minima sont une représentation de la variation du coefficient de friction dynamique.

Par contre, on peut confirmer que l’évolution de la force dans le cas statique est

non-linéaire et elle augmente progressivement en fonction de la quantité d'eau dans le milieu granulaire. Ce comportement d'augmentation du coefficient de friction statique (dans le cas de "stick-slip") ou dynamique (dans le cas de glissement continu) dans cette expérience de cisaillement quasi-statique peut être comparé à l'augmentation de l'angle maximum de stabilité d'un empilement granulaire, déjà étudié dans le chapitre 2. Dans le cas de l'angle maximum de stabilité d'un empilement granulaire soumis à une atmosphère humidifiée avec de l'eau, on observe que, lorsque le taux d'humidité dépasse 30%, l'angle maximum de stabilité commence à augmenter ; lorsque le taux d'humidité atteint 80%, cet angle augmente très vite. Dans nos mesures faites sur la contrainte de cisaillement au sein d'un milieu granulaire humidifié avec l'eau, on observe un comportement similaire : dans le cas où la vitesse est faible et les billes de verre sont petites (figure 5.11), la valeur moyenne des maxima commence à augmenter à partir d'environ 60% de taux d'humidité et augmente très rapidement au delà de 80% de taux d'humidité ; nous observons un comportement analogue pour les autres expériences de contrainte de cisaillement (figures 5.12, 5.13 et 5.14) . En résumé, ces comportements d'augmentation de l'angle maximum de stabilité et d'augmentation de la moyenne des maxima de la contrainte de cisaillement sont similaires, qu'ils correspondent à un cas statique ou à un cas dynamique.

### 5.5.2 Etude de l'amplitude des fluctuations

L'étude de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement va nous donner des informations sur le rôle de la force de cohésion entre les grains dans le cas dynamique, qu'on soit en régime de glissement continu ou en régime de "stick-slip" puisque dans ce dernier cas la déformation du milieu granulaire se produit justement pendant les événements "slip". Le calcul des moyennes des maxima et des minima de la section précédente va faciliter cette étude. En effet, la moyenne de l'amplitude des fluctuations est obtenue par la soustraction de la moyenne des minima à la moyenne des maxima, la barre d'erreur étant donnée par la somme des barres d'erreurs sur les maxima et minima. La figure 5.15 donne le comportement de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité pour deux tailles de billes qui correspondent aux échantillons A et B de la table 4.4. Dans cette expérience, la vitesse angulaire vaut  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

La figure 5.16 donne la moyenne de l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité, pour les deux mêmes tailles moyennes de billes de verre ( $357.5 \mu\text{m}$  et  $715 \mu\text{m}$ ) et pour une vitesse angulaire d'entraînement  $\omega=3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

D'après les figures précédentes, nous constatons que nous obtenons une amplitude constante pour une humidité relative inférieure à 60 % ; entre 60% et 90 % d'humidité relative, l'amplitude augmente, elle atteint un maximum pour environ 85 % d'humidité relative puis diminue. Au delà de 90% d'humidité relative, l'amplitude retrouve approximativement la valeur qu'elle avait pour une humidité relative inférieure à 60%.



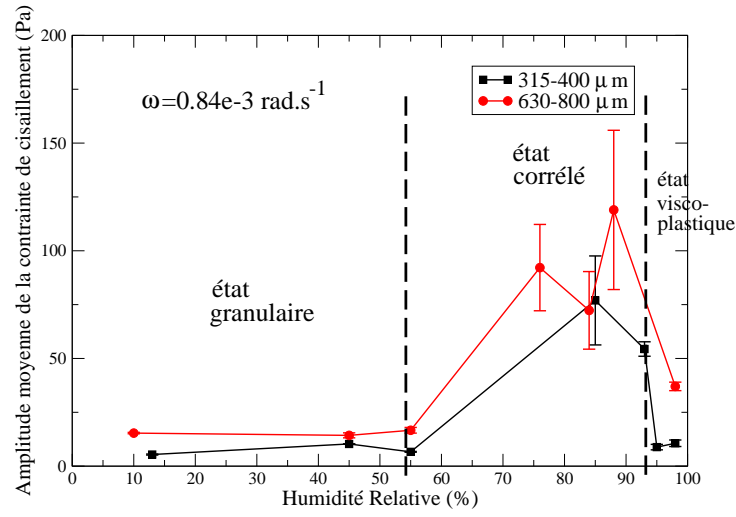


FIG. 5.15 – Moyenne de l’amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité relatif pour deux tailles de billes (357.5  $\mu\text{m}$  et 715  $\mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

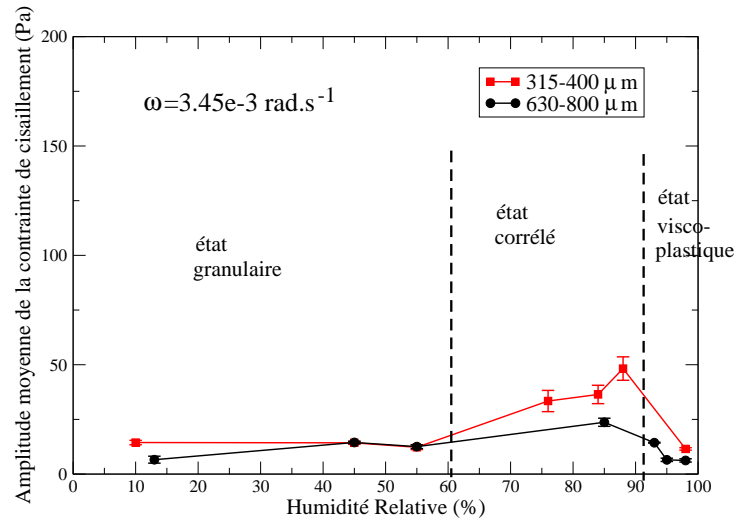


FIG. 5.16 – Moyenne de l’amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d’humidité, cette mesure a été faite pour deux tailles de billes (357.5  $\mu\text{m}$  et 715  $\mu\text{m}$ ). La vitesse angulaire vaut  $\omega = 3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

La première théorie qui a été de loin la plus étudiée concerne la formation de ponts capillaires aux points de contact entre deux billes. Pour des taux d'humidité faibles (inférieurs à 60%), l'amplitude (différence entre un maximum et un minimum consécutifs) est donnée par la friction entre les grains et les effets de géométrie : tailles des billes et nombre de contacts entre les grains. Nous sommes dans l'état granulaire mentionné par Tegzes [46, 70]. Pour des taux d'humidité compris entre 60% et 85%, l'humidité entraîne l'apparition d'effets cohésifs par la formation de ponts capillaires entre les microaspérités en regard pour deux billes en contact ; de plus la force cohésive augmente en fonction du volume d'eau  $V$  qui constitue les ponts capillaires. L'amplitude des fluctuations peut correspondre à la formation des ponts liquides entre les microaspérités ; même si le système se trouve dans un état dynamique, la force produite par les ponts liquides est toujours présente, du fait de leur élasticité (tension de surface). Cet état peut correspondre à l'état corrélé mentionné par Tegzes [46, 70].

Finalement, pour des taux d'humidité relatifs supérieurs à 90%, on observe une diminution de l'amplitude. Pour ces valeurs de l'humidité, l'atmosphère est proche de la saturation en eau. Aux points de contact entre les billes, l'eau a formé un pont capillaire d'une taille analogue à la taille des billes : ce pont capillaire entraîne un effet lubrifiant. Cet état peut correspondre à l'état viscoplastique mentionné par Tegzes [46, 70].

La deuxième théorie qui peut expliquer l'évolution de l'amplitude des fluctuations en fonction du taux d'humidité relatif est reliée à un processus chimique. Les billes de verre ont été attaquées en surface lors de la préparation du matériau granulaire. La solution nettoyante basique a entraîné une corrosion de la surface des billes. Pour des taux d'humidité relatifs inférieurs à 60%, la friction entre les grains va dominer : la friction est dominée par les contacts entre billes de surface rugueuse. Pour des taux d'humidité relatifs compris entre 60% et 85%, l'eau forme une pellicule de type gel de silice à la surface des billes, entraînant une augmentation de la force cohésive, en rappelant que l'amplitude des fluctuations correspond à la force entre les billes, donc nous aurons une augmentation de l'amplitude des fluctuations. La formation de cette pellicule est facilitée par l'attaque basique de la surface des billes. Finalement, pour des taux d'humidité relatifs supérieurs à 90%, l'eau en excès va lubrifier cette surface et entraîner une diminution de la résistance locale au cisaillement.

La théorie de l'attaque du verre par l'eau peut être trouvée dans l'article de Ehrenstein [27]. Pour observer si ce processus chimique se produit effectivement, nous avons fait des photos par microscopie électronique des billes avant et après une expérience. Dans la figure 5.17a, on observe la surface d'une bille de verre avant de l'introduire dans la cellule et, dans la figure 5.17b, on observe la surface d'une bille de verre juste après une expérience à 98% de taux d'humidité. On observe qu'il existe une corrosion de la surface de la bille juste après l'expérience, cette corrosion a pu être produite par l'action chimique de l'eau sur la surface du verre comme par la friction entre les grains due au

cisaillement.

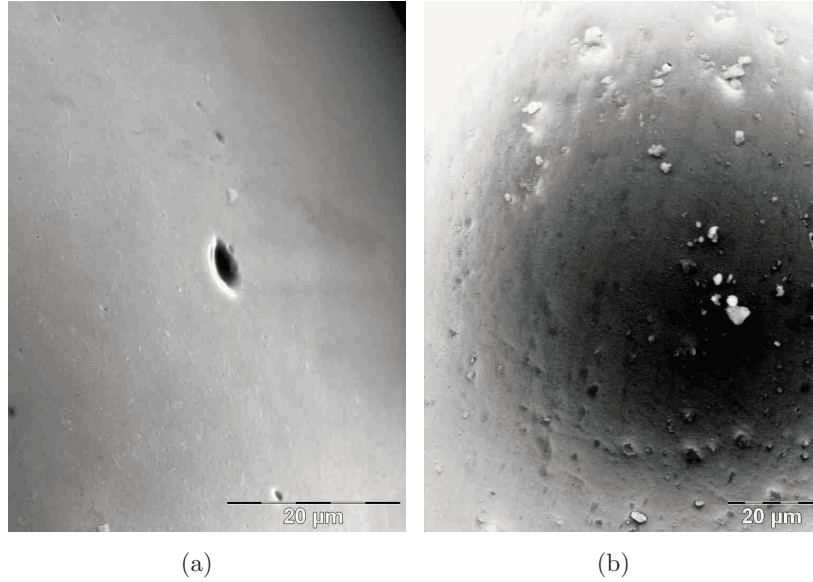


FIG. 5.17 – Photos des billes de verre par microscopie électronique à balayage, prises par B. Soulestin (ENSCI-Limoges). (a) Surface d’une bille de verre avant de l’introduire dans la cellule de cisaillement ; (b) surface d’une bille de verre après une expérience de cisaillement à 98% de taux d’humidité.

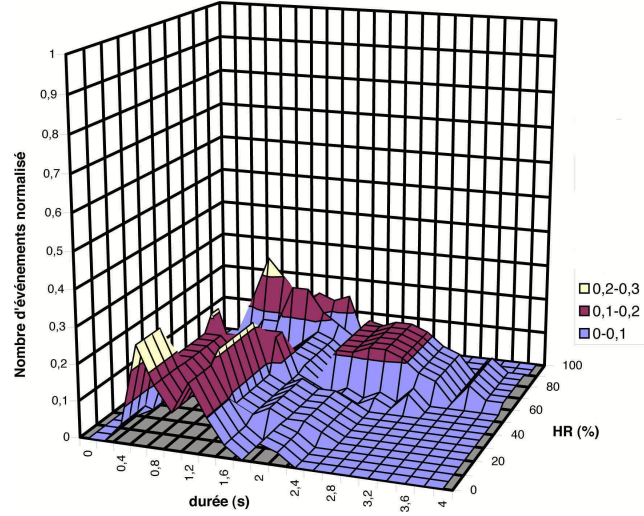
Bien entendu, les deux processus qu’on vient d’expliquer peuvent entrer en jeu dans le système en même temps, notre propos est d’établir deux possibles processus bien définis, soit pour la mécanique, soit pour la chimie.

### 5.5.3 Etude détaillée des événements ”montée” des fluctuations

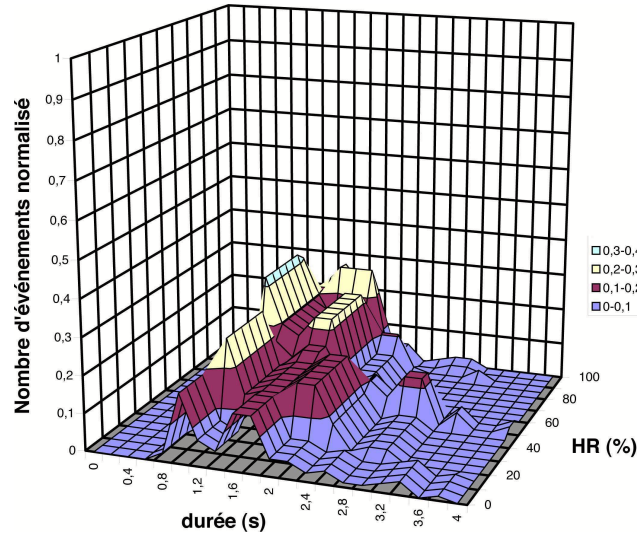
Dans cette section nous allons reprendre la dénomination d’événements ”montée” et ”descente”, déjà introduite dans la première partie de la section 5.5. Nous présentons les résultats de l’étude de la durée des événements ”montée” des fluctuations dans le régime stationnaire. Comme on l’a déjà observé ces événements peuvent correspondre soit à une caractéristique du signal de bruit, soit à des événements de ”stick”. Nous avons fait une série d’histogrammes en trois dimensions où l’axe  $x$  représente les durées, l’axe  $y$  représente le taux d’humidité, l’axe  $z$  représente le nombre d’événements normalisé par le nombre total d’événements pour chaque expérience.

Dans la figure 5.18 nous avons l’histogramme qui présente la distribution des durées des événements ”montée” pour des billes de verre sodo-calcique avec un diamètre moyen de  $357.5 \mu\text{m}$  (échantillon A de la table 4.4). L’histogramme 5.18(a) correspond à une

vitesse angulaire d'entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et l'histogramme 5.18(b) correspond à une vitesse angulaire d'entraînement de  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .



(a)

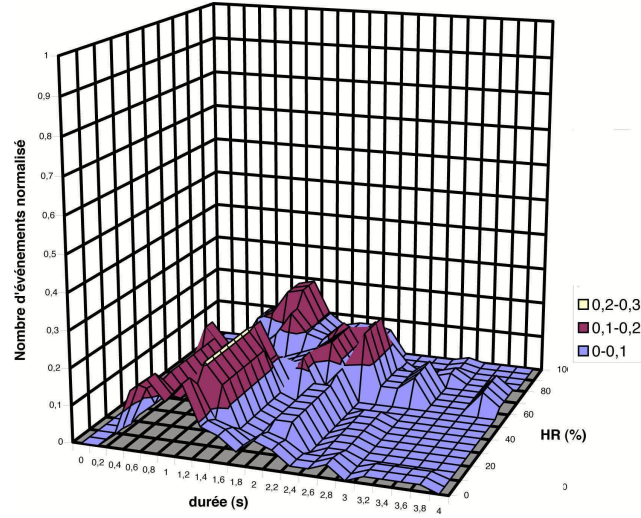


(b)

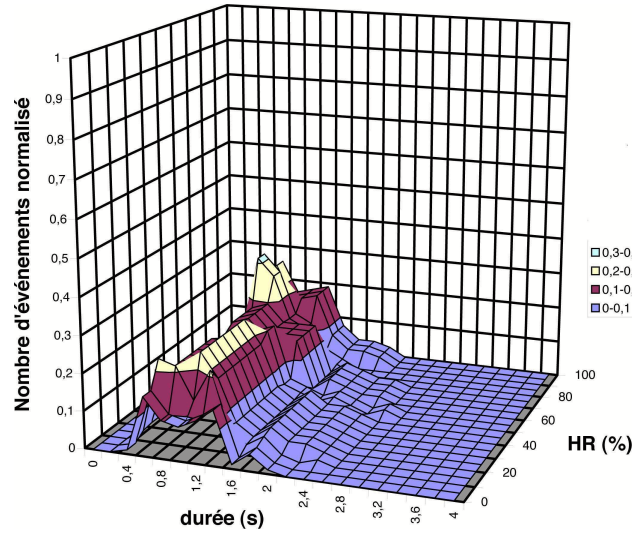
FIG. 5.18 – Histogramme des durées des événements "montée" à différents taux d'humidité pour une taille moyenne de billes de  $357.5 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  (b) vitesse angulaire d'entraînement  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$

Dans la figure 5.19 nous avons l'histogramme qui présente la distribution des durées des événements "montée" pour des billes de verre sodo-calcique avec un diamètre moyen de  $715 \mu\text{m}$  (échantillon B de la table 4.4). L'histogramme 5.19(a) correspond à une vitesse angulaire d'entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et l'histogramme 5.19(b) correspond à une

vitesse angulaire d'entraînement de  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .



(a)



(b)

FIG. 5.19 – Histogramme des durées des événements "montée" à différents taux d'humidité pour une taille moyenne de billes de  $715 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  (b) vitesse angulaire d'entraînement  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$

Si on étudie le comportement des histogrammes de durées, on remarque que quelles que soient les vitesses et les tailles de billes, on n'observe pas de dépendance significative de la durée des événements en fonction du taux d'humidité relative ; les histogrammes sont étalés et il n'est pas possible de définir une durée caractéristique des événements correspondant à une augmentation de la contrainte. On n'observe pas de différence notable

entre les cas où les fluctuations sont du bruit et les cas de comportement de "stick-slip". La durée d'un événement d'augmentation de la contrainte de cisaillement du milieu granulaire est définie par un seuil de rupture du contact entre les billes; si ce seuil de rupture est défini de la même manière qu'en mécanique, celui-ci dépend de l'histoire du matériau, c'est-à-dire, dans notre cas, de la manière dont le contact entre deux billes s'est formé. Les contraintes dans la bande de cisaillement sont irrégulières et ces contraintes dépendent fortement du déroulement de l'événement de diminution de la contrainte de cisaillement antérieur. Le seuil de rupture peut alors être considéré comme aléatoire, il n'y a donc pas de corrélation entre les différentes durées d'augmentation correspondant à chaque contact entre billes.

#### 5.5.4 Etude détaillée des événements "descente" des fluctuations

Nous allons étudier la durée des événements "descente". Ces événements peuvent correspondre à des événement de glissement "slip" si le système se trouve dans un comportement de "stick-slip" ou à une caractéristique du signal bruité.

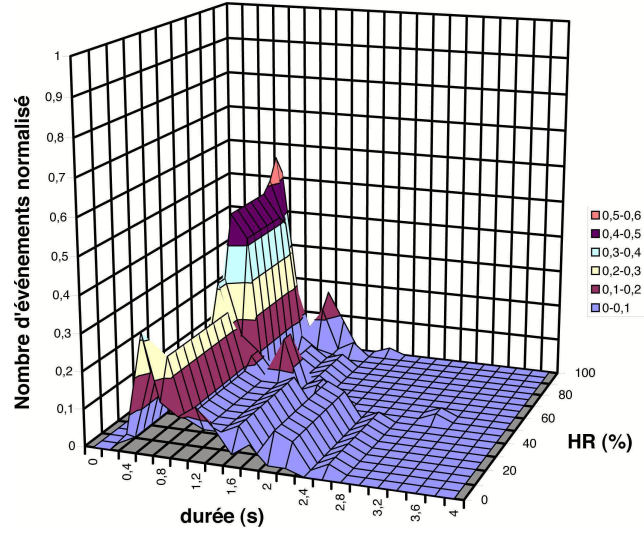
Nous avons fait une série d'histogrammes en trois dimensions où l'axe  $x$  représente les durées, l'axe  $y$  représente le taux d'humidité, l'axe  $z$  représente le nombre d'événements normalisé par le nombre total d'événements pour chaque expérience. La durée d'un événement "descente" est donnée par la différence entre les valeurs du temps pour un maximum local et pour le minimum local qui le suit.

Dans la figure 5.20 nous avons deux histogrammes en trois dimensions qui présentent la distribution des durées des événements "descente" pour des billes de verre sodocalcique avec un diamètre moyen de  $357.5 \mu\text{m}$  (échantillon A de la table 4.4). L'histogramme 5.20(a) correspond à une vitesse angulaire d'entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et l'histogramme 5.20(b) correspond à une vitesse angulaire d'entraînement de  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

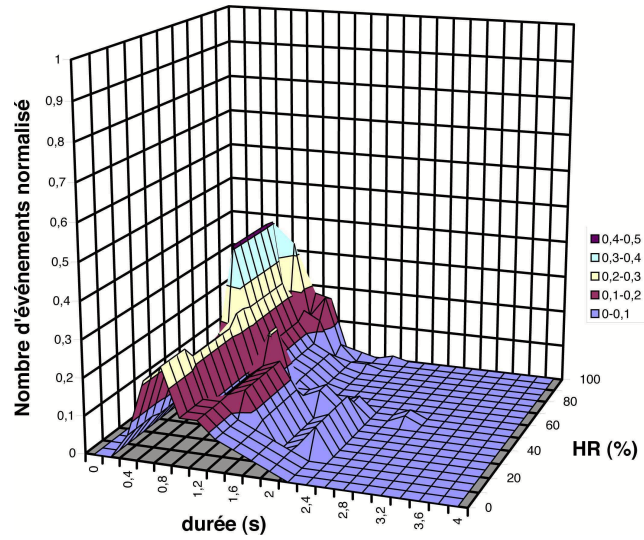
Dans la figure 5.21 nous avons les histogrammes de durée des événements "descente" pour des billes de verre sodo-calcique avec un diamètre moyen de  $715 \mu\text{m}$  (échantillon B de la table 4.4). L'histogramme 5.21(a) correspond à une vitesse angulaire d'entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  et l'histogramme 5.20(b) correspond à une vitesse angulaire d'entraînement de  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

A la différence des histogrammes des événements "montée", les histogrammes des événements "descente" présentent deux comportement bien distincts : un comportement bruité et un de "stick-slip". Par exemple, l'histogramme 5.20a, est étalé pour le comportement "bruité" observé aux faibles valeurs du taux d'humidité et la durée des événements "descente" est comprise entre 0.4 et 3 s. Au delà de 85 % de taux d'humidité, la durée des événements "descente" est piquée : elle est comprise entre 0.6 et 1.2 s ; dans ce cas il s'agit d'événements de "slip". Pour de très forts taux d'humidité, l'histogramme redevient plus étalé. Ce même comportement est observé dans les autres histogrammes





(a)

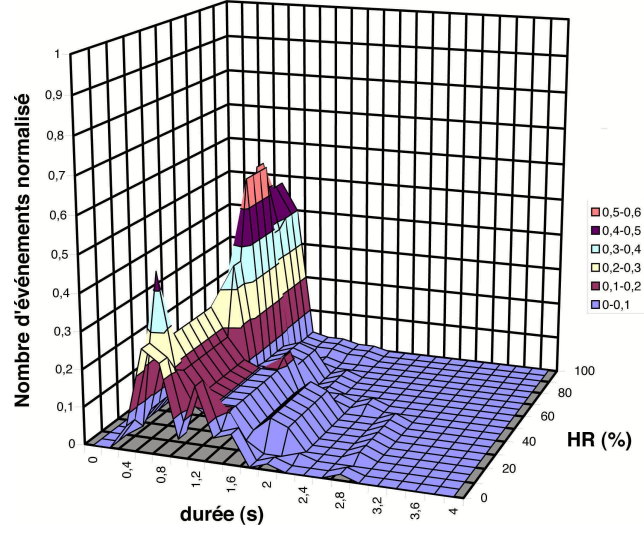


(b)

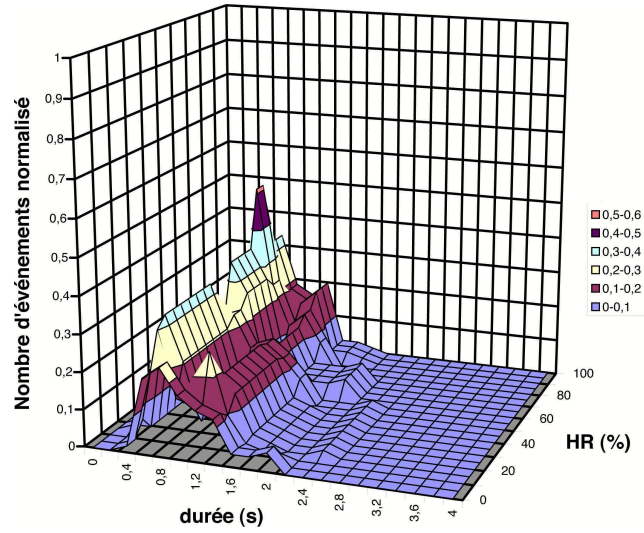
FIG. 5.20 – Histogramme des durées des événements "descente" à différents taux d'humidité pour une taille moyenne de billes de  $357.5 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  (b) vitesse angulaire d'entraînement  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$

5.20b, 5.21a, 5.21b.

Nous souhaitons connaître l'ordre de grandeur du déplacement qui correspond à un événement "descente". Pour le cas où l'événement "descente" correspond au comportement "bruité", nous prenons la durée maximum des événements "descente". Par exemple, dans le cas des petites billes ( $d=357.5 \mu\text{m}$ ) et avec une vitesse d'entraînement imposée



(a)



(b)

FIG. 5.21 – Histogramme des événements "descente" à différents taux d'humidité pour une taille de billes de  $715 \mu\text{m}$ . (a) vitesse angulaire d'entraînement  $0.84 \text{ rad.s}^{-1}$  (b) vitesse angulaire d'entraînement  $3.45 \text{ rad.s}^{-1}$

de  $0.84 \text{ rad.s}^{-1}$ , cette durée maximum vaut approximativement 3 s (voir la figure 5.20a). En prenant la durée maximum à partir des histogrammes, nous pouvons calculer le déplacement adimensionné maximum d'un événement "descente" dans le régime de glissement continu :



$\bar{\omega}$ mrad.s <sup>-1</sup>	$t_{max}$ s	diamètre moyen des billes $\mu\text{m}$	Déplacement maximum ( $\delta_{max}$ ) (unités de billes)
0.84	2.8	357.5	0.14
0.84	2.8	715	0.07
3.45	2.4	357.5	0.52
3.45	2.4	715	0.26

TAB. 5.5 – Déplacement maximum des événements "descente" dans le régime bruité.

$$\delta_{max} = \frac{R_{moy}\omega_{moy}t_{max}}{\bar{d}_{bille}} \quad (5.2)$$

où  $R_{moy}$  est le rayon moyen de la cellule,  $\bar{d}_{bille}$  est le diamètre moyen des billes, et  $t_{max}$  est la durée maximum des événements "descente" dans le régime bruité.

A partir de cette équation, nous construisons la table 5.5 ; cette table nous montre le déplacement maximum d'un événement "descente" dans le régime bruité. On se rend compte que l'ordre de grandeur du déplacement maximum est compris entre 0,1 et 0.6 unités de diamètre de billes, donc nous pouvons affirmer que l'événement "descente" dans le régime bruité se produit au niveau de l'échelle de taille du grain du milieu granulaire.

Nous analysons en détail le cas où le système se trouve dans un régime de "stick-slip" (voir tables 5.1, 5.2, 5.3 et 5.4), ce qui correspond à un histogramme très piqué, avec des durées des événements "descente" compris typiquement entre 0.4 et 1 s. Dans ce cas, pendant un événement "stick" le système est bloqué, et le déplacement a lieu pendant l'événement "slip" qui suit le "stick". Nous allons étudier un exemple : la figure 5.22 nous montre la contrainte de cisaillement pour 85 % de taux d'humidité,  $\bar{d}_{bille}=357.5\mu\text{m}$ ,  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . Dans ce cas, il se produit 15 événements "slip" sur un déplacement linéaire moyen de 5 unités de billes. Le rapport de ces valeurs ( $\delta d/N_{slip}$ ) donne le déplacement moyen du système pendant un événement "slip"  $\delta_{moy/slip}$ , ici 0.33 en unités de taille de billes.

A partir de cette analyse, nous construisons la table 5.6 donnant les valeurs des déplacements moyen des événements "slip" lorsque le système se trouve dans un régime de "stick-slip". Pour ces valeurs nous avons pris le nombre des événements "slip" qui se produisent dans le régime *stationnaire*, cela correspond généralement à 20 unités de billes.

On observe que les déplacements moyens des événements "slip" (table 5.6) sont de l'ordre de moins d'un diamètre de bille (à fortes raideur de mesure cf. 5.6. Dans un régime bruité le déplacement a lieu pendant les événements "montée" et les événements "descente" : le milieu granulaire est entraîné et la contrainte de cisaillement change en fonction de l'arrangement des billes, et donc aussi le coefficient de friction dynamique du système. En changeant l'humidité, nous pouvons passer à un comportement de "stick-slip" avec succession d'états statiques et dynamiques pour lesquels tout le déplacement

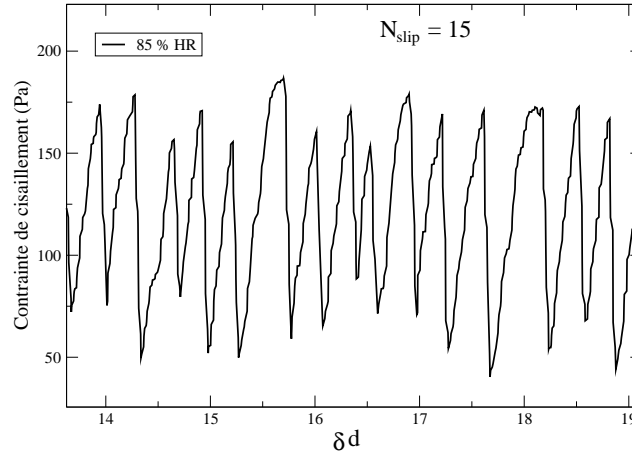


FIG. 5.22 – Exemple pour mesurer le déplacement moyenne pendant un événement "slip" : nous prenons le rapport entre le nombre des événements "slip" et le déplacement moyen ( $\delta d$ ) de la contrainte de cisaillement ;  $\bar{d}_{\text{bille}} = 357.5 \mu\text{m}$ ,  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$

du milieu granulaire se produit pendant les événements "slip".

D'autre part, nous estimons la longueur caractéristique sur laquelle le milieu granulaire glisse. Pour une faible vitesse d'entraînement ( $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ ) et un taux d'humidité de 85 %, cette longueur vaut environ  $70 \mu\text{m}$  et ne dépend pas de la taille de billes. Pour une forte vitesse ( $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ ), on observe que cette longueur caractéristique vaut environ  $200 \mu\text{m}$ .

On peut donner deux interprétations pour ces résultats : (a) l'apparition d'une distance caractéristique est en accord avec le modèle de Dieterich-Ruina pour la friction solide-solide, cette longueur caractéristique représente la rénovation de la population des aspérités en contact entre deux solides (voir chapitre 1) ; dans le cas de la friction au sein du milieu granulaire, les aspérités entre les grains peuvent être l'acteur principal dans la dynamique de notre système. Le fait qu'il existe des fluctuations entre  $57 \mu\text{m}$  et  $79 \mu\text{m}$  pour une vitesse faible nous indique que la population des aspérités change à cause du mouvement des grains. Pour une vitesse forte, les fluctuations de la longueur caractéristique sont entre  $186 \mu\text{m}$  et  $272 \mu\text{m}$ , dans ce cas elles sont plus grandes à cause de l'augmentation de la vitesse. (b) Une autre interprétation, c'est l'apparition d'un temps de relaxation lié à la réponse de l'ensemble : rhéomètre plus cellule de cisaillement (contenant le milieu granulaire). On peut voir cet ensemble comme un système en série de deux ressorts : le premier ressort correspond à la composante élastique équivalente du rhéomètre et le deuxième ressort au milieu granulaire. Ce temps de relaxation est une caractéristique de notre système et il peut nous donner une information sur le milieu

$\bar{\omega}$ (mrad.s <sup>-1</sup> )	diamètre des billes ( $\mu\text{m}$ )	Humidité relative %	Déplacement moyen ( $\delta_{\text{moy}/\text{slip}}$ ) (unités de billes)	Longueur caractéristique ( $\mu\text{m}$ )
0.84	357.5	85	0.22	78.65
0.84	357.5	93	0.19	67.92
0.84	715	55	0.08	57.2
0.84	715	84	0.10	71.5
0.84	715	88	0.11	78.65
3.45	357.5	85	0.76	271.7
3.45	715	84	0.33	235.95
3.45	715	88	0.26	185.9

TAB. 5.6 – Déplacement moyen des événements "slip" de la contrainte de cisaillement dans un régime de "stick-slip"

granulaire.

Il existe une dépendance de la déformation du milieu granulaire pendant les fluctuations en la taille des billes et en la vitesse d'entraînement. Une augmentation de la vitesse d'entraînement entraîne une augmentation de la vitesse de déformation. Les histogrammes correspondant à des vitesses élevées sont plus étalés à cause du mouvement relatif des billes les unes par rapport aux autres. Pour ces vitesses, la dépendance de la forme de l'histogramme avec le taux d'humidité relatif est plus faible.

L'humidité permet donc, par son effet cohésif, de créer une corrélation entre le mouvement des billes. Mais cette corrélation est perdue pour de grandes vitesses d'entraînement où la force de cohésion due à l'humidité n'est plus assez grande pour empêcher le mouvement relatif des billes.

## 5.6 Influence de la raideur de mesure sur la contrainte de cisaillement

Dans cette section nous allons étudier l'effet de la raideur de l'appareillage sur la contrainte de cisaillement. Nous avons observé dans la section 5.1 que le comportement de "stick-slip" peut apparaître dans certaines conditions de taux d'humidité. La question que nous nous posons est quel est le rôle de la raideur de torsion de l'appareillage dans l'apparition du "stick-slip". Afin de répondre à cette question, nous avons changé la raideur de torsion et nous avons mesuré la contrainte de cisaillement.

lame n°	Epaisseur mm	Constante de raideur de torsion $K$ N.m
1	0.08	2.7e-3
2	0.10	6.9 e-3
3	0.15	11.7 e-3
4	0.30	81 e-3
5	0.50	506 e-3
6	100	3332 e-3

TAB. 5.7 – Constantes de raideur des lames de torsion utilisées.

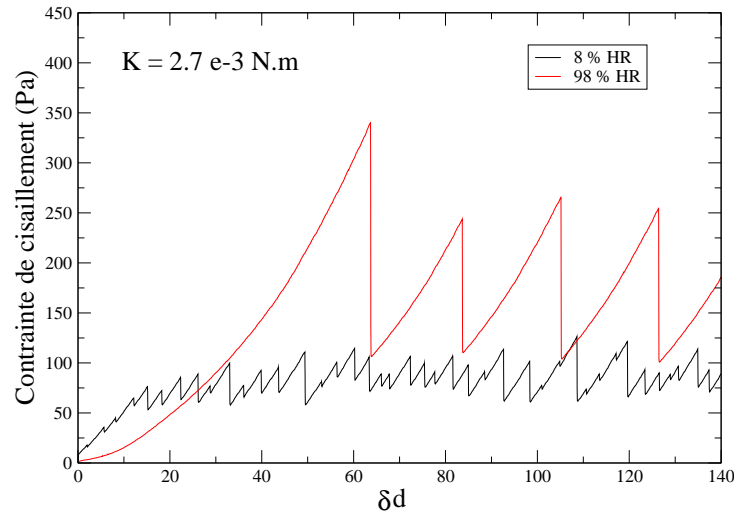


FIG. 5.23 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) ;  $\omega = 0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \mu m$  et la raideur de la lame de torsion  $K = 2.7 \text{ mN.m}$ .

Dans les sections précédentes, nous avons fait les expériences avec la raideur donnée par le rhéomètre VT-550. Pour ces expériences, nous avons utilisé des lames en acier, flexibles, afin de changer la raideur de torsion du montage ; ces lames sont montées entre le rhéomètre VT-550 et la cellule de cisaillement. Les valeurs des raideurs et des épaisseurs des lames utilisées sont présentées dans le tableau 5.7. Pour toutes les expériences nous avons utilisé des billes de verre avec un diamètre moyen de  $357.5 \mu\text{m}$  (échantillon A de la table 4.4) et une contrainte normale de 315 Pa.

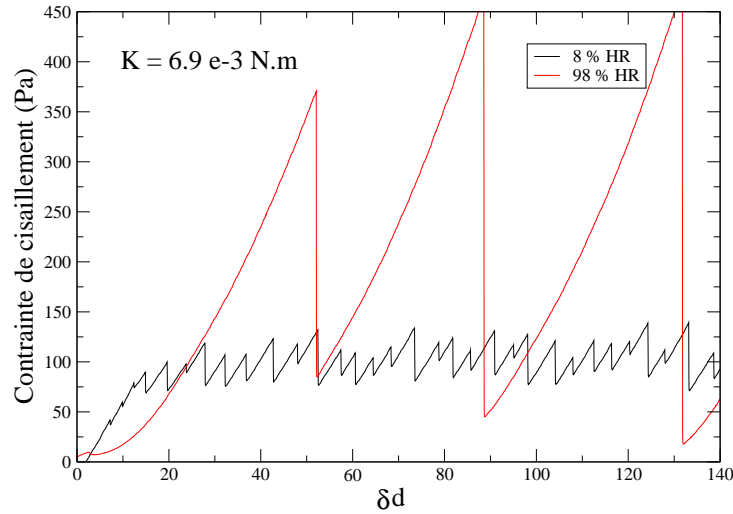


FIG. 5.24 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) ;  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \mu\text{m}$  et la raideur de la lame de torsion  $K=6.9 \text{ mN.m}$ .

Les figures 5.23, 5.24, 5.25, 5.26, 5.27, 5.28 donnent la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen adimensionné  $\delta d$  pour des valeurs de la raideur de la lame de torsion respectivement de 2.7 mN.m, 6.9 mN.m, 11.7 mN.m, 81.9 mN.m, 506 mN.m et 3332 mN.m, à deux taux d'humidité (8% et 98%). La vitesse d'entraînement vaut  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , la contrainte normale vaut  $\sigma_n=315 \text{ Pa}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \mu\text{m}$ . Pour toutes ces expériences on observe un comportement de "stick-slip" plus ou moins régulier.

Analysons la valeur de la pente pendant les événements de blocage de la contrainte de cisaillement, en fonction du taux d'humidité. Les signaux que l'on va analyser font partie des figures 5.23, 5.24, 5.25, 5.26, 5.27, 5.28. La table 5.8 donne la valeur moyenne de la pente pendant les événements de blocage ("stick"), ainsi que l'écart-type sur cette valeur, pour un taux d'humidité de 8%. Pour la donnée qui correspond à la raideur du rhéomètre VT550 il faut rappeler que la contrainte de cisaillement pour ce taux d'humidité n'est

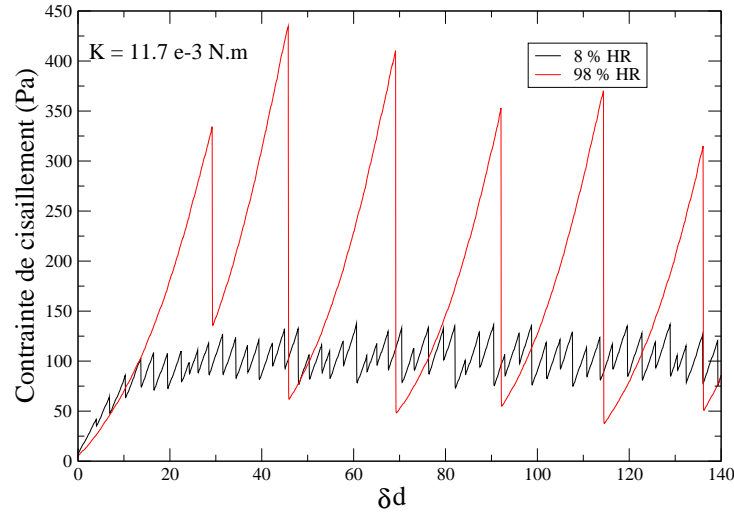


FIG. 5.25 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d’humidité (8% et 98%) avec une raideur de  $K=11.7 \text{ mN.m}$ ;  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$ .

pas de "stick-slip", il s’agit d’un comportement de bruit.

Dans la table 5.9, nous avons la valeur moyenne de la pente pendant les événements de blocage, ainsi que l’écart-type sur cette valeur, pour un taux d’humidité de 98%. A nouveau, pour la donnée qui correspond à la raideur du rhéomètre VT550 il faut rappeler que la contrainte de cisaillement pour ce taux d’humidité n’est pas de "stick-slip", il s’agit d’un comportement de bruit.

A partir des tables 5.8 et 5.9, nous pouvons observer que la valeur moyenne de la pente augmente lorsque la raideur de torsion augmente, comme attendu : l’événement de "stick" est défini par la force qu’exerce la lame de torsion, donc la raideur de torsion va caractériser cet événement. Ce comportement est observé pour les deux niveaux de taux d’humidité (8% et 98%). Par rapport au taux d’humidité, la principale observation est que la pente ne change pas avec le taux d’humidité, donc le "stick-slip" est bien régi par la lame de torsion.

Comme on l’a déjà dit dans la section 5.1, dans les expériences précédentes nous n’avons pas observé de fréquence caractéristique. Cette caractéristique se maintient toujours lorsque nous changeons les raideurs de la lame de torsion pour des faibles taux d’humidité (8%). Le signal est irrégulier, ce qui est lié au caractère granulaire du milieu. Ici, on confirme l’hypothèse que dans la bande de cisaillement se forment des contraintes très instables et irrégulières, et le seuil de rupture va dépendre des aspérités et points de contacts qui se sont formés dans l’événement antérieur, donc on ne peut pas définir une

Epaisseur (mm)	$K$ (N.m)	Pente (Pa/s)	$\Delta$ Pente (Pa/s)
0.08	0.003	0.46	0.03
0.10	0.007	0.46	0.02
0.15	0.012	0.85	0.04
0.30	0.082	2.53	0.27
0.50	0.506	8.32	1.26
1.00	3.332	14.47	4.87
—	VT550	4.45	2.33

TAB. 5.8 – Table de la valeur moyenne de la pente pour les signaux à raideur variable à 8% de taux d’humidité. La vitesse angulaire  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \mu\text{m}$ .

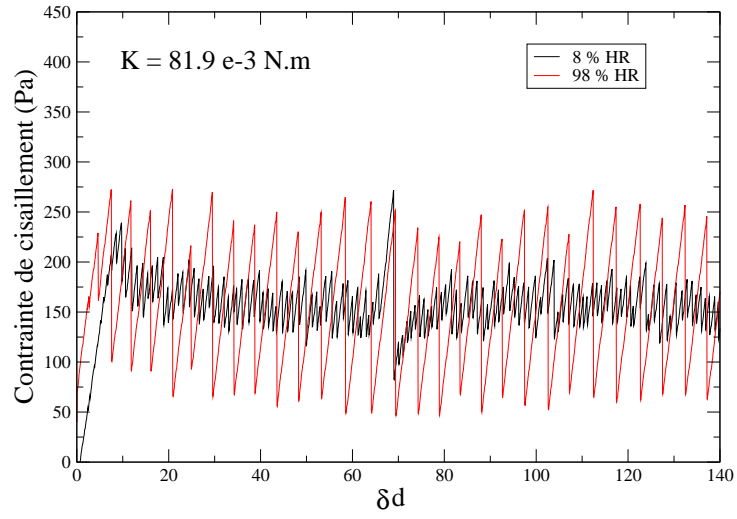
Epaisseur (mm)	$K$ (N.m)	Pente (Pa/s)	$\Delta$ Pente (Pa/s)
0.08	0.003	0.48	0.07
0.10	0.007	0.61	0.22
0.15	0.012	0.98	0.19
0.30	0.082	2.46	0.35
0.50	0.506	8.15	1.26
1.00	3.332	19.27	3.96
—	VT550	7.75	2.06

TAB. 5.9 – Table de la valeur moyenne de la pente pour les signaux à raideur variable à 98% de taux d’humidité. La vitesse angulaire  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \mu\text{m}$ .

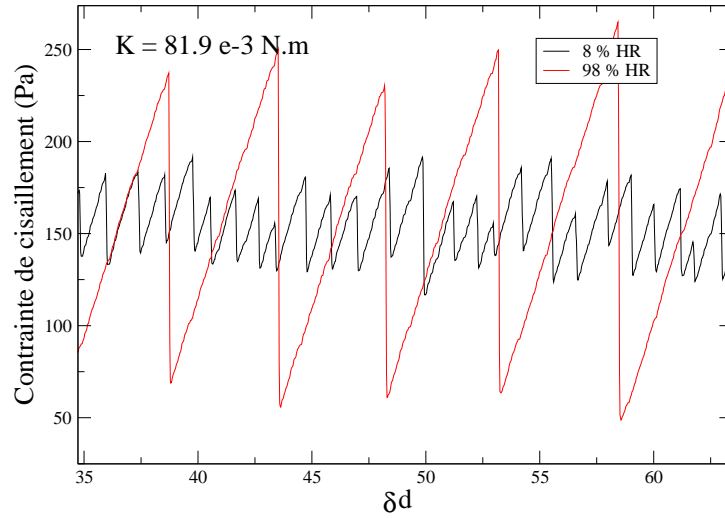
distance caractéristique associée au modèle de Dieterich-Ruina [32, 33, 3, 35, 19].

Par contre, pour de forts taux d'humidité, on observe l'apparition d'une fréquence caractéristique. Sur la figure 5.29 est représenté le logarithme de la période de la contrainte de cisaillement en fonction du logarithme de la raideur du système : la période est proportionnelle à  $1/\sqrt{K}$ . Cela veut dire que cette fréquence est liée à la fréquence naturelle de la lame de torsion-milieu granulaire. Dans le cas où la raideur de torsion est faible nous observons qu'il se produit une non-linéarité pendant les événements de "stick", à fort taux d'humidité ; cela conduit à deux propositions : soit les propriétés intrinsèques d'élasticité du milieu granulaire sont non-linéaires, soit le seuil de non-linéarité de la lame de torsion est atteint.





(a)



(b)

FIG. 5.26 – (a) Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de  $K=82 \text{ mN.m}$  (b) Zoom de la contrainte de cisaillement pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur  $K=82 \text{ mN.m}$ . La vitesse angulaire  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$ .

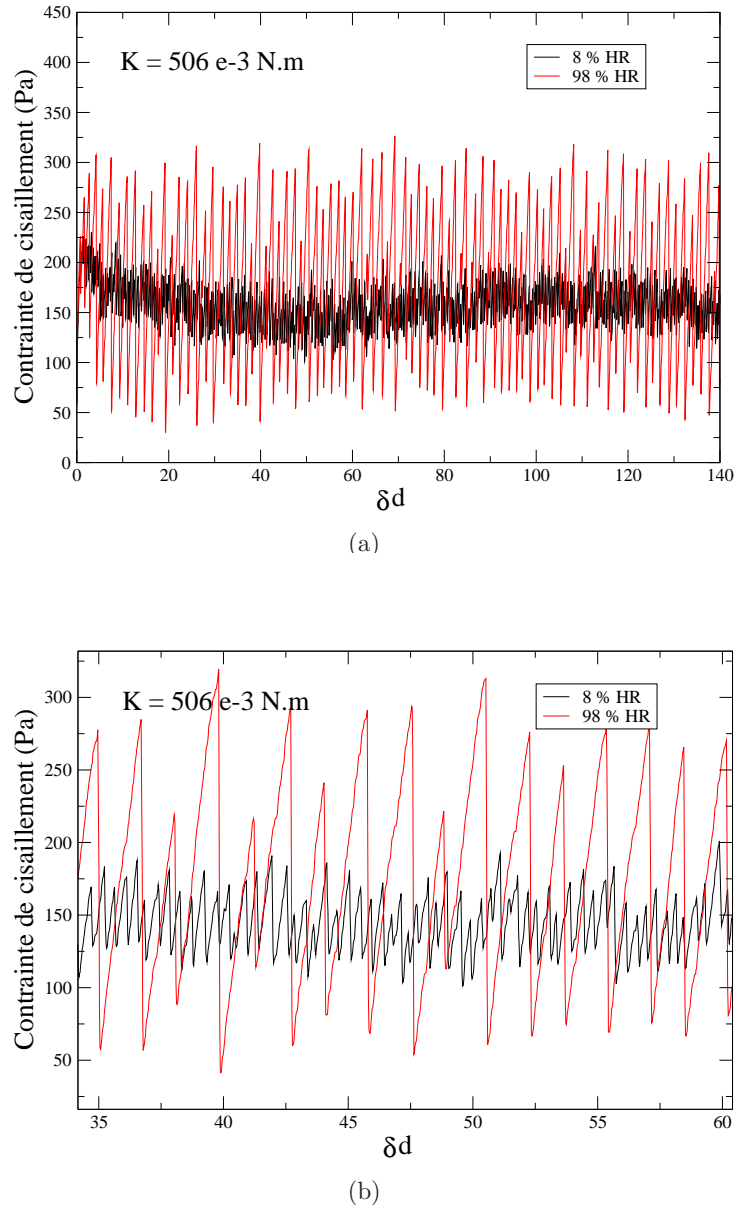
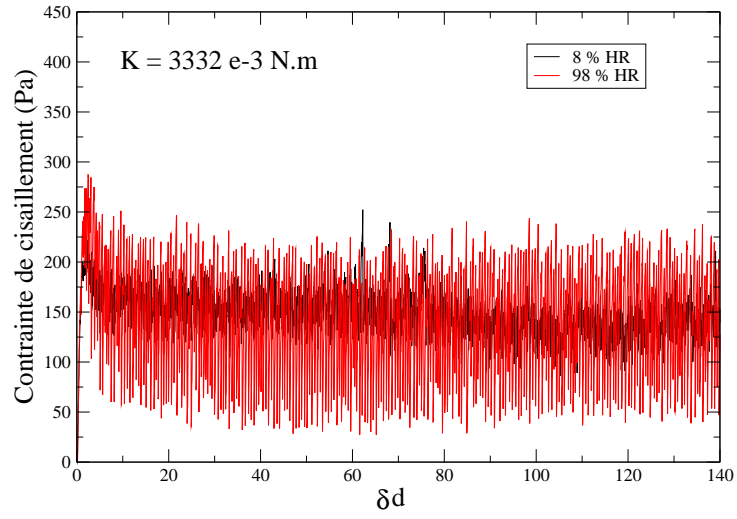
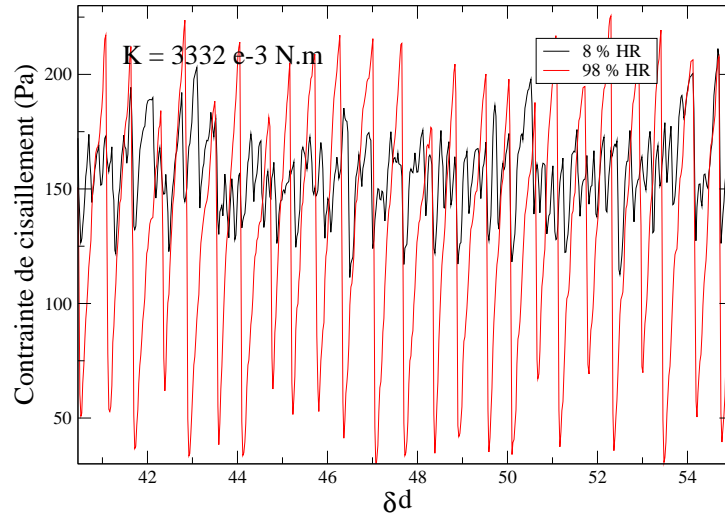


FIG. 5.27 – (a) Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de  $K=506 \text{ mN.m}$ . (b) Zoom de la contrainte de cisaillement pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de  $K=506 \text{ mN.m}$ . La vitesse angulaire  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$ .



(a)



(b)

FIG. 5.28 – (a) Contraite de cisaillement en fonction du déplacement moyen ( $\delta d$ ) pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur de  $K=3332 \text{ mN.m}$ . (b) Zoom de la contraite de cisaillement pour deux taux d'humidité (8% et 98%) avec une raideur  $K=3332 \text{ mN.m}$ . La vitesse angulaire  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ , le diamètre de billes moyen vaut  $357.5 \text{ }\mu\text{m}$ .

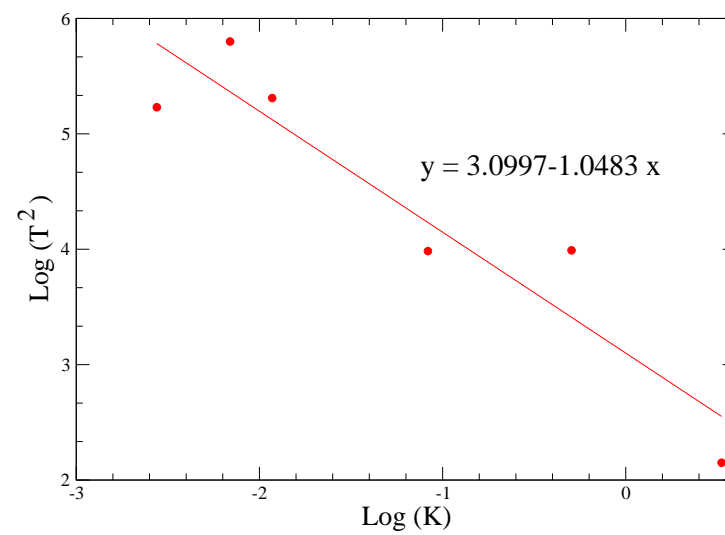


FIG. 5.29 – Logarithme de la période en fonction du logarithme de la raideur de la lame de torsion à un fort taux d'humidité (98%). La droite correspond à l'équation du meilleur ajustement linéaire des données.

## 5.7 Evolution de la contrainte de cisaillement avec le temps : vieillissement

Dans les sections précédentes nous avons observé que l'humidité induit des changements dans la contrainte de cisaillement. Par ailleurs, nous avons vu (section 3) que Bocquet *et al.* [23] ont observé que l'angle d'avalanche augmente lorsque le temps pendant lequel le milieu granulaire est soumis à l'humidité augmente. Dans cette section, nous allons étudier dans nos expériences l'effet du temps pendant lequel le milieu granulaire est soumis à l'humidité, appelé temps d'attente ( $t_w$ ), et mesuré après avoir pré-cisaillé l'échantillon (comme décrit dans les sections 4.3.6 et 4.3.7), c'est-à-dire que  $t_w=0$  est défini par la fin du pré-cisaillement du milieu granulaire.

Dans la figure 5.30 nous mettons en évidence les changements dans la contrainte de cisaillement lorsque le temps d'attente  $t_w$  augmente. Dans la figure 5.30a nous avons la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour deux temps d'attente ( $t_w=0$  et  $t_w=12$  heures) au même taux d'humidité (95 % RH) et à une vitesse d'entraînement de  $\omega=0.84$  mrad.s<sup>-1</sup>. Dans la figure 5.30b nous avons la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour deux temps d'attente ( $t_w=0$  et  $t_w=125$  heures) au même fort taux d'humidité (95 % RH) mais à une vitesse d'entraînement de  $\omega=3.45$  mrad.s<sup>-1</sup>. Pour ces expériences nous avons utilisé 77 g de billes de verre sodo-calcique de diamètre moyen 357.5  $\mu\text{m}$  (échantillon A de la table 4.4) ; nous avons appliqué une contrainte normale  $\sigma_n = 315$  Pa. On observe une diminution significative dans le régime *stationnaire* de la contrainte moyenne de cisaillement lorsque le temps de attente ( $t_w$ ) augmente, cela veut dire que la présence d'humidité dans le milieu granulaire change les caractéristiques de la bande de cisaillement de façon temporelle. Plus le temps d'attente augmente, plus la résistance de cisaillement diminue. On reviendra plus loin sur cette discussion.

La figure 5.31, donne la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour deux temps d'attente ( $t_w=0$  et  $t_w=12$  heures) à faible taux d'humidité. Nous avons utilisé les mêmes billes de verre sodo-calcique (échantillon A de la table 4.4) et la même vitesse angulaire d'entraînement de 0.84 mrad.s<sup>-1</sup> que pour la figure 5.30a.

On observe que pour un échantillon soumis à un faible taux d'humidité il n'existe pas de diminution de la contrainte de cisaillement associée au temps d'attente ( $t_w$ ), c'est-à-dire que la diminution de la résistance au cisaillement avec le temps d'attente est fortement liée à la présence d'humidité dans le milieu granulaire.

Dans la figure 5.32 nous avons la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour des billes de PMMA ayant un diamètre moyen de 357.5  $\mu\text{m}$  (échantillon C de la table 4.4). Pour ces mesures, nous avons versé 40 g du milieu granulaire dans la cellule et nous avons appliqué une contrainte normale  $\sigma_n = 102$  Pa (correspondant au poids du couvercle et du milieu granulaire qui est contenu dans la partie supérieure de la cellule). Les deux signaux correspondent à deux taux d'humidité

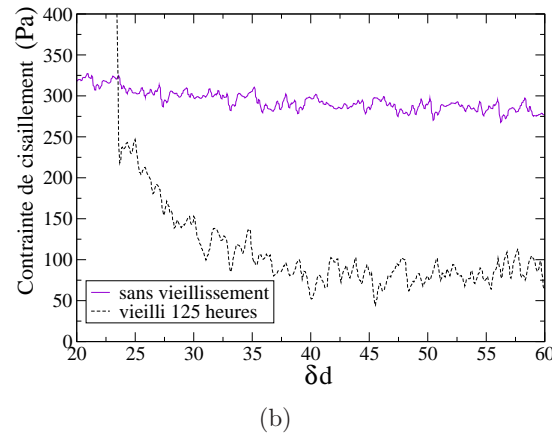
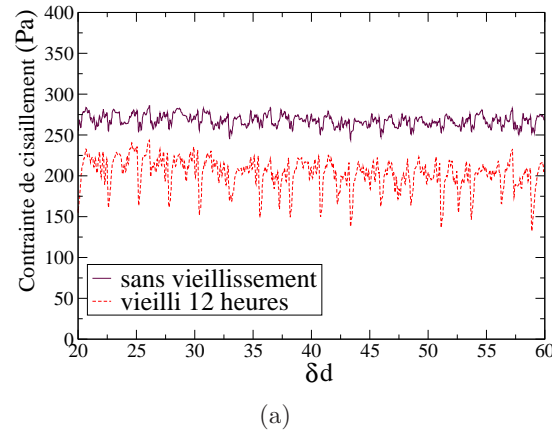


FIG. 5.30 – Mise en évidence du vieillissement sur la contrainte de cisaillement dans un milieu granulaire composé de billes de verre sodo-calcique soumis à un fort taux d’humidité (95 % RH),  $\sigma_n=315$  Pa. (a)  $\omega=0.84$  mrad.s<sup>-1</sup>,  $t_w = 0$  et  $t_w=12$  heures, (b)  $\omega=3.45$  mrad.s<sup>-1</sup>,  $t_w = 0$  et  $t_w=125$  heures.

(5 % et 98 %) et un même temps d’attente  $t_w=0$ . La vitesse angulaire d’entraînement vaut 0.84 mrad.s<sup>-1</sup>. Cette expérience a comme objectif d’observer les effets de l’humidité sur la contrainte de cisaillement dans les billes de PMMA (sans vieillissement). On observe dans la figure 5.32 que la contrainte de cisaillement ne change pas en fonction du taux d’humidité, c’est-à-dire la dynamique d’un système granulaire humide composé de PMMA est différente de celle de billes de verre. Cette expérience a été faite afin de voir si il est possible de séparer les processus mécaniques et chimiques de notre système puisque il est bien connu que pour un système où les composantes sont le verre et l’eau il va exister un processus chimique associé [27, 20].

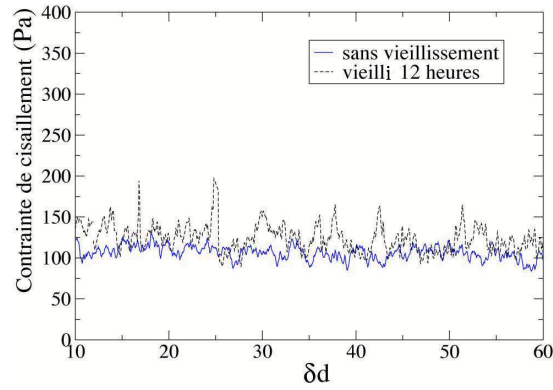


FIG. 5.31 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour une atmosphère à faible taux d’humidité (10 % RH). Le milieu granulaire a été composé par des billes de verre. Les signaux correspondent à deux temps d’attente ( $t_w=0$  et  $t_w=12$  heures),  $\bar{d}_{bille}=357.5 \mu\text{m}$ ,  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

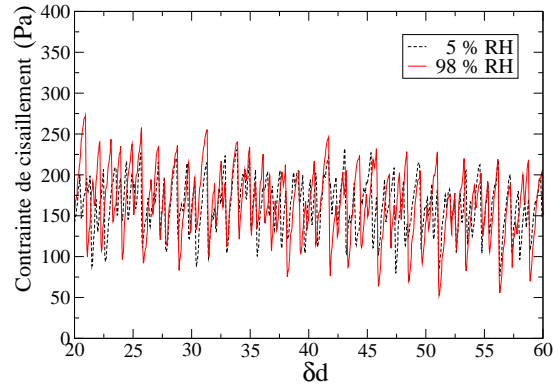


FIG. 5.32 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour des billes de PMMA. Le milieu granulaire a été composé par des billes de verre. Les signaux correspondent à deux taux d’humidité (5 % et 98 %), au même temps d’attente  $t_w=0$  et à une vitesse angulaire  $\omega=0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . La contrainte normale  $\sigma_n$  vaut 102 Pa.

Maintenant, nous allons présenter les résultats du vieillissement de la contrainte de cisaillement pour un milieu granulaire composé de billes de PMMA de diamètre moyen  $357.5 \mu\text{m}$  (échantillon C de la table 4.4), à fort taux d’humidité. Sur la figure 5.33 nous avons la contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour les billes de PMMA à fort taux d’humidité (95 % RH), pour deux temps d’attente ( $t_w=0$  et  $t_w=36$  heures) et une vitesse angulaire d’entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ .

Contrairement à ce qui a été observé pour les billes de verre (voir section ??), on n'observe pas de différence significative entre la contrainte de cisaillement à faible taux d'humidité et à fort taux d'humidité pour les billes de PMMA : il semble que la présence d'eau dans l'échantillon ne joue pas un rôle déterminant dans le comportement de la contrainte de cisaillement. En ce qui concerne le vieillissement, à faible taux d'humidité, le comportement de la contrainte de cisaillement ne change pas si on laisse vieillir le système 12 heures ; par contre, à fort taux d'humidité, si on laisse vieillir le système 36 heures, on observe une diminution de la contrainte de cisaillement et donc un comportement qui rappelle celui des billes de verre.

Avant de discuter ces résultats, donnons une dernière observation expérimentale sur le vieillissement des billes de verre.

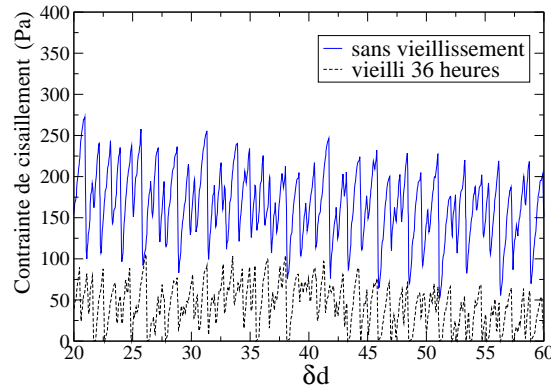


FIG. 5.33 – Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement linéaire moyen pour des billes de PMMA à fort taux d'humidité (95 % RH), pour deux temps d'attente ( $t_w=0$  et  $t_w=36$  heures), et une vitesse angulaire d'entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$ . La contrainte normale  $\sigma_n$  vaut 102 Pa.

Après avoir mis en évidence le vieillissement d'un milieu granulaire à fort taux d'humidité, nous allons montrer l'évolution temporelle de la contrainte de cisaillement pour un système vieilli. Dans ces expériences nous avons fait vieillir un échantillon de billes de verre de diamètre moyen  $357.5 \mu\text{m}$  pendant 74 heures sous une contrainte normale de 315 Pa. Nous avons ensuite mesuré la contrainte de cisaillement pendant 1100 s. Nous avons alors arrêté le système puis recommencé la mesure de la contrainte de cisaillement. Ces mesures ont été réalisées successivement jusqu'à une durée totale de 7700 s. Le milieu granulaire est entraîné à une vitesse angulaire de  $3.45 \text{ mrad.s}^{-1}$ . La figure 5.34 représente la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction de la valeur moyenne du temps de chaque mesure. Sur cette figure on observe une augmentation significative de la contrainte moyenne de cisaillement après lorsque nous cisailons l'échantillon vieilli, donc un "rajeunissement" de la bande de cisaillement est observé.



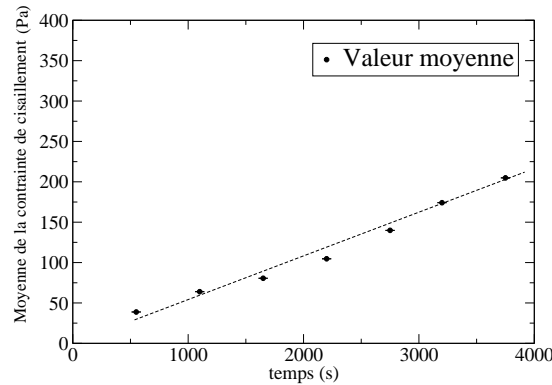


FIG. 5.34 – Evolution temporelle de la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement pendant quelques mesures effectuées sur un système vieilli.

Le vieillissement est défini comme la modification des propriétés physiques ou chimiques au cours du temps. En ce qui concerne les billes de verre, on observe une diminution de la contrainte moyenne avec le temps d'attente pour des taux d'humidité relatifs supérieurs à 90%. Deux causes sont possibles : le tassement ou la présence d'humidité. Analysons le tassement (voir figure 5.31) : pour des taux d'humidité relatifs de l'ordre de 5% on n'observe pas de diminution ni d'augmentation significatives de la contrainte moyenne au cours du temps. Donc le vieillissement est lié au taux d'humidité élevé. Le vieillissement est caractérisé par une diminution du coefficient de friction dans la bande de cisaillement, ce comportement est surprenant parce que contraire à l'augmentation des forces qui est généralement observée dans les milieux granulaires humides [23, 29]. On suppose que cette diminution de la force de friction dans la bande de cisaillement est produite par la formation d' "amas" dans le milieu granulaire. Des "amas" ont été observés immédiatement après une expérience de vieillissement, en enlevant le couvercle de la cellule, et en versant le milieu granulaire humide hors de la cellule. Des "amas" ont aussi été rapportés par Tegzes [70, 46]. Lorsque le milieu granulaire est cisailé, la formation des "amas" va modifier la bande de cisaillement et il va se former un chemin de rupture préférentiel qui, d'après nos observations, conduit à une résistance au cisaillement moindre. Ces "amas" peuvent se former du fait de la formation de points de colle entre les grains. Les processus mécanique et chimique que nous avons expliqués dans la section 5.5.1 peuvent être les protagonistes de ce processus de vieillissement.

Afin de faire une étude plus approfondie sur le rôle de la chimie dans le vieillissement, nous avons fait les expériences avec les billes de PMMA : on n'observe pas de changement dans la moyenne de la contrainte de cisaillement en fonction du taux d'humidité relatif. Les raisons peuvent en être l'angle de contact élevé de 75 degrés de l'eau sur le PMMA

et la faible densité du PMMA. En revanche, on observe un vieillissement de la contrainte moyenne de cisaillement pour un temps d'attente de 36 heures : comme pour les billes de verre, la contrainte diminue. De la première observation, nous déduisons que les résultats du cisaillement en fonction du taux d'humidité sont très différents de ceux observés avec les billes de verre, donc nous ne pouvons faire le rapport entre ces expériences et les expériences avec les billes du verre. Sur le vieillissement du PMMA, il est clair que la réaction chimique entre l'eau et le PMMA n'est pas présente dans ce processus. Ce processus de vieillissement est peut être produit par le tassement, dû à ce que le PMMA a une densité faible et il existe une évolution lente du tassement.

Nous avons observé un rajeunissement lent de la valeur de la contrainte de cisaillement : il existe une augmentation de la valeur de la moyenne de la contrainte de cisaillement lorsque nous cisailons le milieu granulaire vieilli. Dans la figure 5.34, on observe la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement après avoir vieilli le système 74 heures. Initialement la moyenne de la contrainte vaut environ 50 Pa ; après un cisaillement de 7700 s à une vitesse d'entraînement de  $3.45 \text{ m rad.s}^{-1}$  la moyenne de la contrainte de cisaillement a augmenté jusqu'à environ 220 Pa, cette valeur est inférieure à la valeur obtenue sans vieillissement mais on observe que l'augmentation est constante, donc un comportement de "rajeunissement" est observé. Ce comportement veut dire que le cisaillement perturbe la bande de cisaillement "vieille" qui redonne petit à petit la même valeur du coefficient de friction qu'avant vieillissement. Notre interprétation est que les "amas" qui se sont formés dans le milieu granulaire sont progressivement cassés par le cisaillement (et par d'éventuels mouvements de convection très lente dans la cellule). On ne peut pas d'après ces expériences de vieillissement et de rajeunissement départager l'influence physico-chimique de l'eau sur le verre de l'action purement physique de l'eau.



## Troisième partie

### Simulation de la friction au sein du milieu granulaire humide



# Chapitre 6

## Analyse numérique

### Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Introduction . . . . .</b>	<b>151</b>
<b>6.2</b>	<b>Forces en présence . . . . .</b>	<b>152</b>
6.2.1	Mesure de grandeurs . . . . .	154
<b>6.3</b>	<b>Article : Constant rate shearing in two-dimensional cohesive discs. <i>J. of Physics: Condens. Matter</i> . . . . .</b>	<b>156</b>

### 6.1 Introduction

Dans la deuxième partie de ce memoire, nous avons étudié expérimentalement l'effet de l'humidité sur la contrainte de cisaillement au sein du milieu granulaire à une vitesse imposée. Le but de cette troisième partie est de présenter une simulation à deux dimensions de notre système expérimental en utilisant un modèle de cohésion par capillarité [20, 77]. La figure 6.1, est un cliché du système numérique considéré : des disques sont déposés sur une plaque et ensuite nous introduisons un couvercle avec des pales afin d'introduire une contrainte normale. Ce couvercle est entraîné à une vitesse imposée.

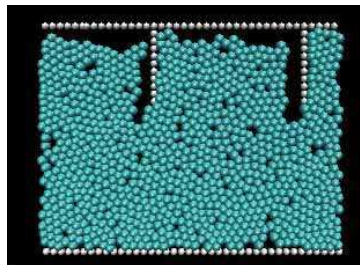


FIG. 6.1 – Cliché de la simulation du cisaillement des disques à une vitesse imposée.

Tout d'abord, nous étudions les forces en présence dans notre système : cohésion, gravité, frottement. Ensuite, nous présentons les grandeurs que nous allons mesurer, notamment la force tangentielle que voit le couvercle. Enfin, nous présentons nos résultats dans l'article publié dans *Journal of Physics : Condensed Matter*.

En annexe, nous présentons la méthode de calcul numérique que nous avons utilisée : la dynamique moléculaire.

## 6.2 Forces en présence

Avant d'expliquer les forces qui interviennent dans notre système, il faut dire que le système a été initialisé, et les caractéristiques des disques (forces des interactions, vitesses, déplacements) ont été stockées dans une liste de Verlet, (voir l'annexe A). Pour les particules en contact, nous calculons la force produite par le choc. Cette force peut se décomposer en une force normale dirigée selon le vecteur normal au contact et une force tangentielle dirigée selon le vecteur tangent au contact. La figure 6.2 montre la décomposition de cette force de contact.

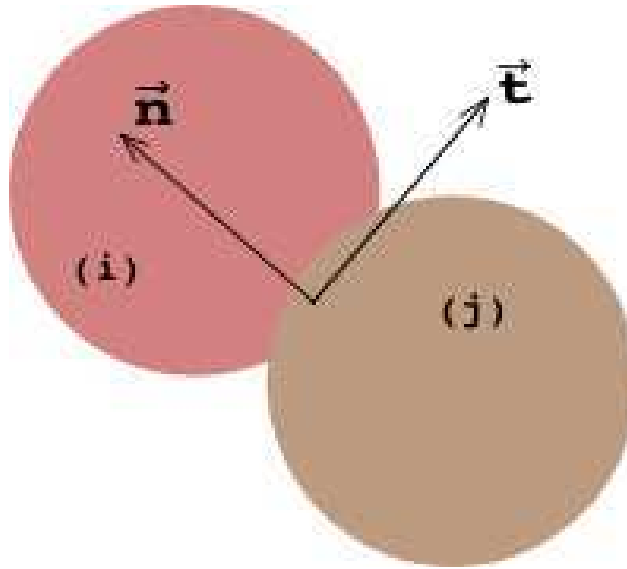


FIG. 6.2 – Vecteurs normal et tangentiel pour deux particules  $i, j$  en contact.

Comme proposé par Schäfer [78], la force normale se décompose en une composante élastique (répulsion entre les grains) et une force de dissipation qui introduit le caractère inélastique du choc. Nous allons utiliser le modèle de Hooke pour la composante élastique de la force normale ; ce modèle nous permet de décrire la force de répulsion en fonction

du module de Young ( $\Upsilon$ ) du matériau et en fonction des rayons des particules :

$$f_n^{elastique}(i, j) = -\Upsilon r_{eff} \left[ \frac{1}{2}(d_i + d_j) - |r_{i,j}| \right] \frac{r_{i,j}}{|r_{i,j}|} \quad (6.1)$$

où  $d_i$  est le diamètre de la particule  $i$ ,  $r_{i,j}$  est le vecteur de la distance relative entre les centres des particules  $i$  et  $j$ ,  $r_{eff}$  est le rayon effectif tel que  $1/r_{eff} = 2/d_i + 2/d_j$ . Nous savons que les chocs sont inélastiques, donc, à cette force, il faut ajouter un terme tel qu'il y ait dissipation d'énergie pendant la collision. Ce terme de dissipation va être donné en fonction des vitesses et distance relatives entre les particules  $i$  et  $j$ .

$$f_n^{dissipation} = \left( \gamma \frac{m_{eff}(v_{i,j} \cdot r_{i,j})}{r_{eff}|r_{i,j}|} \right) \frac{r_{i,j}}{|r_{i,j}|} \quad (6.2)$$

où  $\gamma$  est le coefficient de dissipation du choc et  $m_{eff}$  est la masse effective qui est proportionnelle à  $r_{eff}$ .

La composante tangentielle de la force est due aux frottements entre particules. La force de friction est modélisée par un ressort virtuel au point de premier contact, son élongation est intégrée sur la durée de la collision et est remise à zéro lorsque le contact est perdu. D'après le critère de Coulomb, la valeur maximum possible de la force de restauration du ressort virtuel dans la direction du cisaillement est la force normale multipliée par le coefficient de friction ( $\mu$ ). La force de frottement  $f_s(i, j)$  s'écrit donc comme :

$$f_f(i, j) := - \int (\dot{r}_i - \dot{r}_j) s dt \quad (6.3)$$

$$f_s(i, j) = -sign(f_f(i, j)) \min(f_f(i, j), \mu |f_n(i, j)|) s \quad (6.4)$$

où  $s$  est le vecteur unitaire dans la direction du cisaillement.

La force de rotation  $f_r(i, j)$ , ou couple, exercée par une particule  $i$  sur une particule  $j$ , est donnée par :

$$f_r(i, j) = f_s(i, j) \cdot d_i / 2 \quad (6.5)$$

où  $f_s(i, j)$  est la force de friction.

La principale force qui nous intéresse est la force de cohésion, le but de ce travail étant d'étudier l'effet d'un modèle de cohésion sur le système soumis à un cisaillement. La force de cohésion que nous considérons est donnée par une force élastique dans la direction normale à la particule. Nous avons déjà mis en évidence la versatilité et la fiabilité de ce modèle lors de différents travaux [20, 77]. Cette force de cohésion est définie comme :

$$f_{cap} = K r_{eff} \frac{1}{2} (d_i + d_j) \quad (6.6)$$



où  $K$  est la constante de raideur du ressort ; cette constante dépend de la tension superficielle, de la viscosité du liquide et du taux d'humidité. Afin d'expliciter le lien entre la raideur du ressort et le taux d'humidité, supposons  $R \gg l \gg r_c$ , où  $R$  est le rayon des microaspérités,  $l$  est le rayon du ménisque capillaire, et  $r_c$  est le rayon de courbure du ménisque ; alors, on peut écrire le volume  $V$  de liquide comme :

$$V \propto l^2 r_c \propto R r_c^2 \quad (6.7)$$

En utilisant la loi de Kelvin, le volume du liquide ( $V$ ) peut être écrit en fonction du logarithme du rapport entre la pression de vapeur sous-saturante  $P_v$  et la pression de vapeur saturante  $P_{sat}$  :

$$V \propto 1/\log^2(P_v/P_{sat}) \quad (6.8)$$

$P_v/P_{sat}$  est égal au taux d'humidité (RH), donc :

$$V \propto 1/\log^2(\text{RH}) \quad (6.9)$$

Si on suppose que la constante de raideur du ressort  $K$  de nos simulations est proportionnelle au volume d'eau des ponts liquides, nous aurons une expression du taux d'humidité en fonction de  $K$  :

$$\text{RH} = \exp(-C/K^{1/2}) \quad (6.10)$$

où  $C$  est un paramètre libre.

Cette force élastique va entrer en jeu lorsque la distance (proportionnelle au rayon effectif) entre les centres des disques est égal au diamètre d'un disque, c'est-à-dire les disques sont en contact. Cette force augmente comme un ressort linéaire jusqu'à l'élongation atteint un maximum de 10% du diamètre des particules.

Et, pour finir, on ajoute l'inéluctable force de gravité, pour nos simulations l'accélération de la pesanteur  $\vec{g}$  vaut  $981 \text{ cm.s}^{-2}$ .

Pour conclure cette partie, qui est le coeur des simulations, il faut noter qu'il existe en réalité une grande diversité de modèles pour les interactions entre grains : modèle de Hertz, modèle de Walton, dissipation visqueuse, loi de Amontons-Coulomb, entre autres. Le choix du modèle peut être un grand problème ; les modèles que nous avons choisis et que nous venons d'expliquer donnent un bon accord avec les expériences [20, 77].

### 6.2.1 Mesure de grandeurs

Lors de l'exécution du programme, on sauvegarde la position de chaque particule et la force de résistance au cisaillement. Les positions des particules sont utilisées afin d'observer les mouvements des particules avec le logiciel Visual Molecular Dynamic [79].

Nous sommes intéressés par la force de friction au sein du milieu granulaire ; afin de mesurer cette force, nous calculons la projection sur l'axe  $x$  de la force exercée par chaque particule qui compose la paroi supérieure de la cellule. La force résultante est donnée par :

$$\vec{F}_{couvercle} = \sum_l \vec{f}_{xl} \quad (6.11)$$

où  $l$  est le nombre de particules qui composent la paroi supérieure (pales incluses) et  $\vec{f}_{xl}$  est la projection de la force sur l'axe  $x$  exercée sur chaque particule  $l$ . Cette force est stockée et additionnée à chaque pas de calcul, c'est la force totale instantanée que voit la paroi supérieure dans la direction des  $x$ .

**6.3 Article : Constant rate shearing in two-dimensional cohesive discs. *J. of Physics : Condens. Matter***

## Constant rate shearing on two-dimensional cohesive discs

N Olivi-Tran<sup>1</sup>, O Pozo<sup>2</sup> and N Fraysse<sup>2</sup>

<sup>1</sup> SPCTS, UMR-CNRS 6638, Ecole Nationale Supérieure de Céramiques Industrielles, 47 avenue Albert Thomas, 87065 Limoges cedex, France

<sup>2</sup> LPMC, UMR-CNRS 6622, Parc Valrose, Université de Nice Sophia Antipolis, 06108 Nice cedex 2, France

Received 10 May 2005, in final form 25 July 2005

Published 2 September 2005

Online at [stacks.iop.org/JPhysCM/17/5677](http://stacks.iop.org/JPhysCM/17/5677)

### Abstract

We performed two-dimensional molecular dynamics simulations of cohesive discs under shear. The cohesion between the discs is added by the action of springs between very next neighbouring discs, modelling capillary forces. The geometry of the cell allows disc–disc shearing and not disc–cell wall shearing as is commonly found in the literature. Does a stick–slip phenomenon happen though the upper cover moves at a constant velocity, i.e. with an infinite shearing force? We measured the forces with which the discs acted on the upper cover for different shearing rates, as well as the disc velocities as a function of the distance to the bottom of the cell. It appears that the forces measured versus time present a periodic behaviour, very close to a stick–slip phenomenon, for shearing rates larger than a given threshold. The discs' collective displacements in the shearing cell (back and ahead) are the counterpart of the constant velocity of the upper cover, leading to a periodic behaviour of the shear stress.

### 1. Introduction

It frequently happens in nature that a system under continuous driving force responds in an intermittent way. Time intervals when the system is at rest and potential energy is accumulated alternate with active periods, when the system relaxes and potential energy is decreased. Since the simplest interaction leading to such behaviour is friction between two moving objects, these phenomena are called stick–slip processes. Since one of the dominating interactions in granular materials is friction among the grains, it is not surprising that dense granular materials exhibit various stick–slip phenomena.

Cohesion is generally put into a granular system by the mean of a liquid added to the grains. The presence of cohesion adds a new dimension to the underlying physics of granular materials. Experimentally and numerically, the physics of humid granular media only began in the late 1990s [1–11, 14–17].

Here we will study numerically a two-dimensional shearing cell containing mono-disperse cohesive discs. The cohesion in our model is very weak: in comparison, this cohesion may be experimentally obtained by the addition of an undersaturated water vapour atmosphere surrounding spherical beads. Hence, cohesion here is very different from that obtained with addition of macroscopic quantities of liquid. In this cell, the shearing rate is constant, i.e. the shearing driving force is infinite. Thus, the system as a whole cannot be at rest. We will analyse the behaviours of our two-dimensional cohesive discs, and study the shear stress as a function of time, with a molecular dynamics model [14, 15] of the experiment in order to answer the question: does a stick–slip phenomenon happen in cohesive discs dragged with an infinite shearing force?

## 2. Numerical model

Molecular dynamics is a powerful numerical method to study the dynamics of granular materials [12]. The model we used here is a version of molecular dynamics for granular flow with cohesion in a two-dimensional shearing cell [12–15]. Particles are modelled as  $N$  discs that have equal density  $d = 2.2 \text{ g cm}^{-2}$  and diameters  $d = 0.2 \text{ mm}$ .

The only external force acting on the system results from gravity,  $g = 981 \text{ cm s}^{-2}$ . The particle–particle and particle–wall contacts are described in the normal direction (i.e. in the particles’ centre–centre direction) by a Hooke-like force law. The normal force is written

$$\mathbf{f}_n(i, j) = \left( -Y r_{\text{eff}} \left[ \frac{1}{2} (d_i + d_j) - |\mathbf{r}_{i,j}| \right] + \gamma \frac{m_{\text{eff}}(\mathbf{v}_{i,j} \cdot \mathbf{r}_{i,j})}{r_{\text{eff}} |\mathbf{r}_{i,j}|} \right) \frac{\mathbf{r}_{i,j}}{|\mathbf{r}_{i,j}|} \quad (1)$$

where  $Y$  is the Young modulus of the solid,  $r_{\text{eff}}$  ( $m_{\text{eff}}$ ) stands for the effective radius (mass) of the particles  $i$  and  $j$  and  $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$  is the relative velocity of particle  $j$  towards particle  $i$ . The effective radius is defined here as the radius of a disc which effectively enters into interaction with another disc; it can be smaller than the real disc radius in the case where the discs overlap or larger in the case of capillary interaction (see below). The effective radius is proportional to the distance between the centres of the discs if these two are in interaction. The effective mass is defined here as the mass which contributes to the shearing; in our case all discs have their effective mass equal to their real mass except the discs which build the bottom of the shearing cell.  $d_i$  ( $d_j$ ) is the diameter of particle  $i$  ( $j$ ) and  $\mathbf{r}_{ij}$  points from particle  $i$  to particle  $j$ .  $\gamma$  is a phenomenological dissipation coefficient.

We model the static friction force between particles by putting a virtual spring at the point of first contact. Its elongation is integrated over the entire collision time and set to zero when the contact is lost. The maximum possible value of the restoring force in the shear direction (i.e. in the plane perpendicular to the normal direction), according to Coulomb’s criterion, is proportional to the normal force multiplied by the friction coefficient  $\mu$ . It gives a friction force  $\mathbf{f}_s(i, j)$  which is written

$$\mathbf{f}_s(i, j) = -\text{sign}(f_f(i, j)) \min(f_f(i, j), \mu |f_n(i, j)|) \mathbf{s} \quad (2)$$

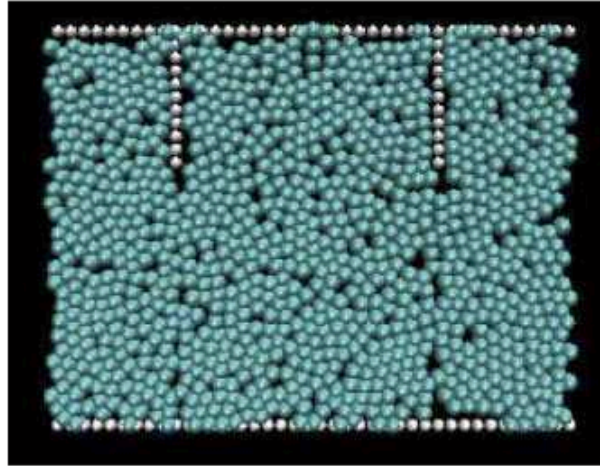
$$\mathbf{f}_f(i, j) := - \int (\dot{r}_i - \dot{r}_j) \mathbf{s} dt \quad (3)$$

where  $\mathbf{s}$  stands for the unit vector in the shear direction. When a particle collides with the cylinder wall, the same forces (1) and (2) act with infinite mass and radius for particle  $j$ .

Capillary forces were modelled by adding a spring force to the normal force when particles are in contact:

$$f_{\text{cap}} = K r_{\text{eff}} \frac{1}{2} (d_i + d_j) \quad (4)$$





**Figure 1.** Shearing cell.

(This figure is in colour only in the electronic version)

where  $K$  is the corresponding spring constant, which depends on the surface tension and on the viscosity of the liquid. When the distance (proportional to the effective radius) between the surface of the particles is lower than 10% of the diameter of the smallest particle, the value of the spring constant is multiplied by the distance between the particles. This additive force is set to zero when the elongation of the virtual spring reaches a maximum length of 10% of the smallest particle diameter.

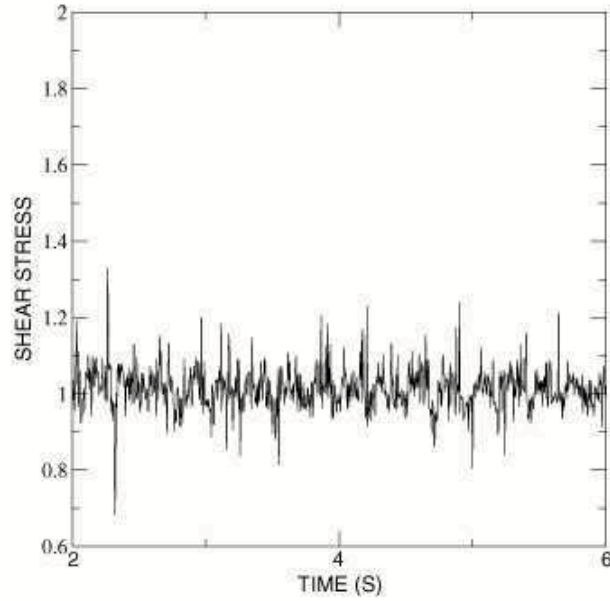
This cohesive force is a good model for capillary forces between beads with nanoasperities: capillary bridges are then located between two asperities belonging to two different beads or between one asperity of one bead and one relatively flat surface of the other bead. Therefore, the attractive force increases with an increasing amount of liquid rendering our spring model for a cohesive force relevant.

The discs are put in a shearing cell with blades, one can see an example of this shearing cell in figure 1. Periodic boundary conditions are imposed on the left and right hand sides of the cell. The shear cell is made of discs in order to simplify the interactions of the bulk discs and the shear cell: the upper cover is made of discs of non-zero effective mass (allowing the vertical movement of the cover) and the bottom of the cell is made of discs with zero effective mass (allowing a stable position of the shear cell with respect to gravity). Shear is applied on the discs by translating the upper cover at constant velocity, whatever the resistance to translation of the granular medium. The upper cover of the cell is allowed to undergo a vertical shift, the magnitude of this shift depending on the weight of this upper cover (and hence on the effective mass of the upper cover discs), on the velocity of the upper cover and on the disc assembly dilation.

### 3. Results and discussion

The parameters of our computations were the following: the velocity of the upper cover was  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$  and the weight of the cover was equal to 0.552 g, the mass of one disc being equal to  $2.76 \times 10^{-3} \text{ g}$ . The length of the cell was  $L = 8 \text{ mm}$  and the height of the blades was  $h = 1 \text{ mm}$ . We used  $N = 720$  discs. The dissipation coefficient was equal to  $0.7 \text{ m s}^{-1}$ , the

5680

N Olivi-Tran *et al*

**Figure 2.** Stress signal (arbitrary units) as a function of time (in s for a shearing rate  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$ ).

Young modulus was  $Y = 2020 \text{ g m}^{-1} \text{ s}^{-2}$  and the spring constant was  $K = 41.4 \text{ g m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ . Our model represents mesoscopic beads (i.e. larger than particles in a powder) with a very weak cohesive force, hence it is different from models with strong cohesion. The quantity of discs used here is sufficient to analyse their behaviour on a mesoscopic level.

We computed the total force acted on the upper cover by the disc assembly as a resistance to shear. For this, we added only the horizontal coordinates of the forces acting on the cover. This total force is similar to a stress.

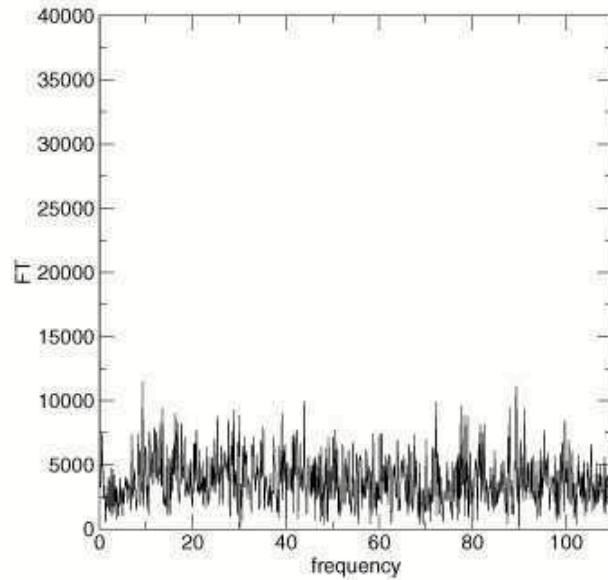
In figure 2, one can see an example of the evolution of this total force as a function of time; in this case a non-periodic signal was found with the preceding parameters. The Fourier transform of this last signal is plotted in figure 3. The signal was saved only when the permanent regime was obtained, when the height of the cover and the mean signal were steady. This signal appears to be very noisy: experiments with a shearing cell with blades lead to similar irregular signals (see [18]).

In figure 4, one can see another example of the total force as a function of time when the signal is periodic: the shear rate is equal to  $v = 16 \text{ mm s}^{-1}$  (other parameters were the same). The corresponding Fourier transform is plotted in figure 5: there appear peaks at regular intervals, which are the signature of a periodic signal. The corresponding characteristic frequency is equal to  $f = 8 \text{ Hz}$ .

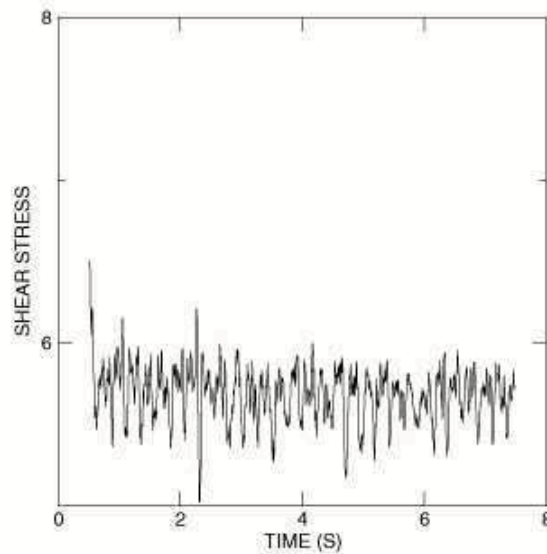
Hence, the stress signal becomes periodic for shearing rates larger than  $8 \text{ mm s}^{-1}$  and up to  $120 \text{ mm s}^{-1}$ , from Fourier analysis of the stress signals corresponding to these shearing rates in our simulations.

In order to understand the origin of the intermittent signal, we made an analysis of the internal geometrical structure i.e. the locations of the discs during shearing in the cell.

In figure 6 one can see the density of discs as a function of the distance (in disc diameters) to the bottom of the cell. We computed this density for two shearing rates:  $v = 0.2$  and



**Figure 3.** Fourier transform of the stress signal (arbitrary units) as a function of frequency (in Hz) for a shearing rate  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$ .

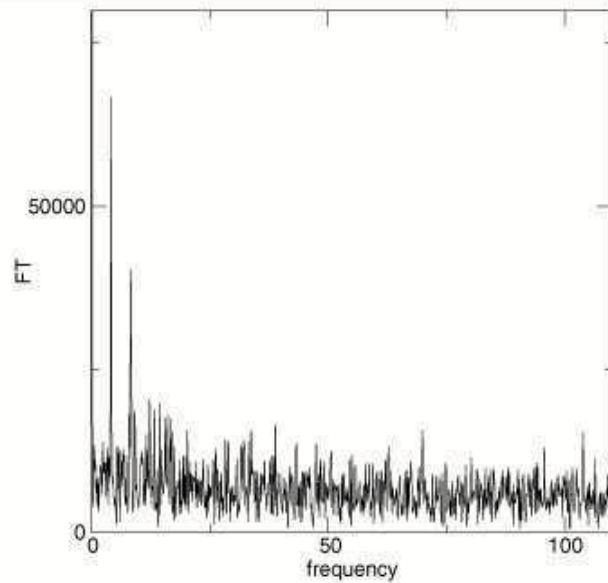


**Figure 4.** Stress signal (arbitrary units) as a function of time (in s) for a shearing rate  $v = 16 \text{ mm s}^{-1}$ .

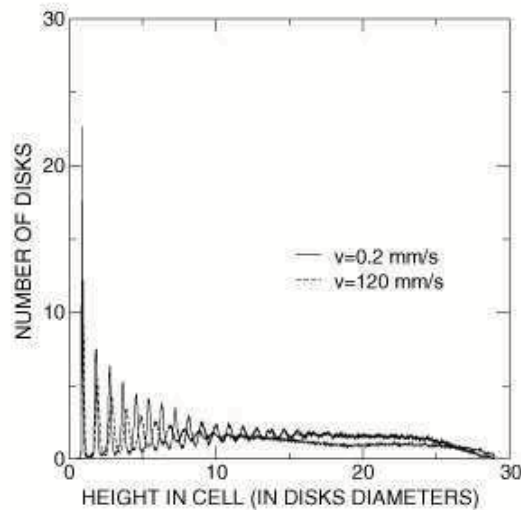
$120 \text{ mm s}^{-1}$ . For  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$ , it appears that the discs have a two-dimensional crystalline structure: we observe periodic peaks in the density of discs. In the intervals between the peaks, the density increases slowly as a function of the distance to the bottom. All this means that the discs are structured in layers. For  $v = 120 \text{ mm s}^{-1}$  this layered structure is also present



5682

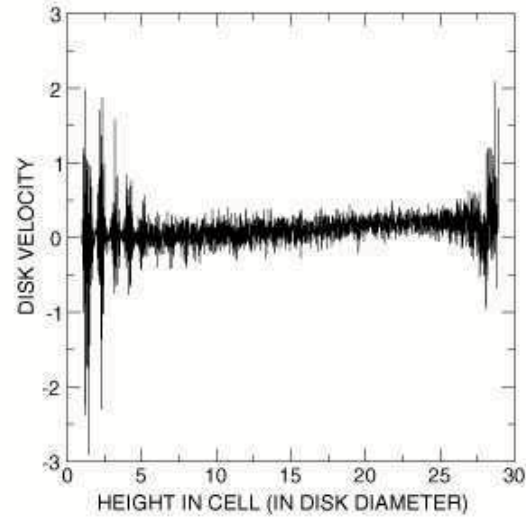
N Olivi-Tran *et al*

**Figure 5.** Fourier transform of the stress signal (arbitrary units) as a function of frequency (in Hz for a shearing rate  $v = 16 \text{ mm s}^{-1}$ ).

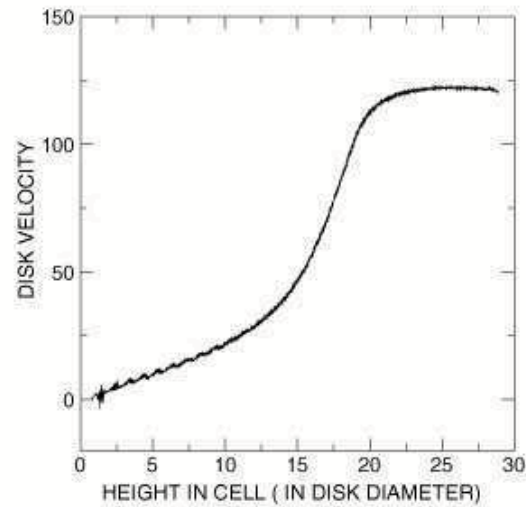


**Figure 6.** Horizontal disc densities as a function of the distance (in disc diameter units) to the bottom of the shearing cell, for two shearing velocities  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$  (continuous line) and  $v = 120 \text{ mm s}^{-1}$  (long dashed line).

but with lower densities (for each layer). For this high shearing rate the layered structure disappears at 11 disc diameters from the bottom, and from then on decreases slightly, while for the lower velocity the layered structure is maintained up to 16 disc diameters from the bottom, and decreases only at a distance to the top corresponding to the presence of the blades. These



**Figure 7.** Horizontal velocities (in  $\text{mm s}^{-1}$ ) of the discs as a function of the distance to the bottom of the cell (in disc diameter units) for a shearing rate  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$ .



**Figure 8.** Velocities (in  $\text{mm s}^{-1}$ ) of the discs as a function of the distance to the bottom of the cell (in disc diameter units) for a shearing rate  $v = 120 \text{ mm s}^{-1}$ .

layered structures are a consequence of the dimension of space: two dimensional. Indeed, the discs try to lower their resistance to shear and hence take place in a layered structure where the layers are parallel to the shearing force.

Let us compare the structure of the discs and the velocities of discs inside the cell. For this we took a snapshot of the instantaneous horizontal velocities of the discs at a given time  $t$  of the permanent regime. Figure 7 is this snapshot for a shearing rate  $v = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$  and figure 8 is the snapshot for a shearing rate  $v = 120 \text{ mm s}^{-1}$ .

Let us examine figure 7 in the light of figure 6. Both figures have been set up with a shearing rate  $v = 0.2$  mm. In figure 7, one can see that there remains the layered structure of figure 6: close to the bottom of the cell (close to zero in disc diameters) the velocities of the discs are periodically high, for distances up to 5 disc diameters from the bottom. A shearing band does not appear clearly: the velocities of the discs increase slowly and regularly from abscissa 5 to abscissa 25. What is interesting to see is that the discs undergo negative and positive velocities, that means that the discs follow the shear direction and also the inverse direction. This happens near the bottom of the cell but also in the region of the blades. This is a consequence of the cohesion: when two discs collide, due to the spring linking them, these two discs undergo a periodic oscillation backward and forward. As all neighbouring discs are related by springs, there are collective oscillations of the discs inside one layer. These collective horizontal oscillations disappear when the layered structure disappears.

Now, let us look at figure 8. There are no more collective horizontal oscillations because of the high value of the shearing rate ( $v = 120$  mm s<sup>-1</sup>). A shearing band appears clearly where the velocities of the discs increase regularly from almost zero to the value of the shearing rate. This shearing band has a width of ten disc diameters.

The question remaining is whether there is here a stick-slip phenomenon with a constant shearing rate, i.e. a infinite shearing force. In the light of the results that we obtained we can say that the discs try to decrease their resistance to shear by arranging themselves in layered structures parallel to the shearing direction. Furthermore, due to the cohesion given by springs between very next neighbours, the discs undergo small oscillations, in the direction of the shear and in its inverse.

The discs interact by way of the springs. So, we may say that we have obtained a stick-slip phenomenon in an assembly of discs put in a two-dimensional shearing cell. The stress signal that we have obtained is the result of a sticking stage, when the springs linking our discs enlarge and the potential energy increases. The slip stages correspond to the periods where the springs relax and the potential energy is released.

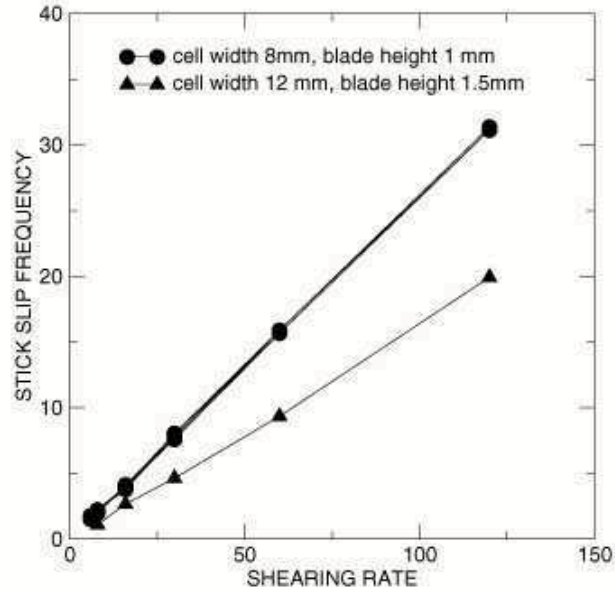
This is a mean behaviour, and one cannot say whether all springs relax at the same times. From our Fourier analysis of the stress signal, we can say that for  $v < 8$  mm s<sup>-1</sup> (no characteristic peak in the Fourier curve) the relaxing and enlarging of the springs are not correlated: the stress signal is non-periodic. Meanwhile, for  $8$  mm s<sup>-1</sup>  $< v < 120$  mm s<sup>-1</sup> a characteristic peak appears in the Fourier signal, the relaxing and enlarging of the springs are correlated in time, and the stress signal is periodic.

We computed from these Fourier transforms the characteristic frequencies of the stick-slip signal for  $8$  mm s<sup>-1</sup>  $< v < 120$  mm s<sup>-1</sup> and for simulation boxes of two sizes, as a function of the shearing rate. The dimensions of the first corresponds to the preceding computations, i.e. width 8 mm and height of the blades 1 mm with 720 discs. The dimensions of the second are width 12 mm and height of the blades 1.5 mm with 1080 discs. These larger dimensions have been chosen in order to get a number of discs small enough to avoid time consuming computations, but also in order to obtain significant differences between the two systems.

Results are shown in figure 9. We see in this figure that the stick-slip signal frequency depends on the dimensions of the simulation box. As we used springs to model cohesion in the bulk of our particles, we can say that the characteristic frequencies of the oscillations of the assembly of springs hence depend on the dimensions of the simulation box, like the frequency of a unique oscillator in a box of variable dimensions, even if we use periodic boundary conditions.

The characteristic frequencies also depend linearly on the shearing rate. This is the signature that the dissipation of energy as a function of time is small compared to the shearing rate: the amount of energy brought by the constant shearing rate counterbalances the loss of





**Figure 9.** Characteristic frequencies of the stick-slip signal for two simulation box dimensions (width = 8 mm and height of blades = 1 mm with 720 discs; width = 12 mm and height of blades = 1.5 mm with 1080 discs), as a function of shearing rate.

energy due to dissipation when two particles overlap. Indeed, during each stick event, energy is accumulated by way of the elasticity of the discs and inside the springs (potential energy); as dissipation is counterbalanced by the energy brought by the constant shearing rate, the assembly of springs behaves as a unique spring with no dissipation. This unique spring will elongate until it reaches a given threshold length which depends on the maximum length for the individual springs representing capillary interactions between discs. So the whole assembly of discs can be modelled by this unique spring whose position can be easily calculated:

$$x(t) = \frac{v}{\omega} \sin(\omega t) \quad (5)$$

where  $\omega = \sqrt{\frac{K}{M}}$  is the characteristic frequency of the stick-slip where  $M$  is the mass of the whole assembly of discs. We see that the position  $x$  of the assembly of discs represented by the unique spring depends linearly on the shear velocity  $v$ . So the threshold length will be reached in a time interval (i.e. a period) inversely proportional to  $v$ . Hence the frequency will increase linearly with the shear velocity  $v$ . Moreover, if the mass  $M$  of the whole assembly of discs increases, i.e. if the system containing the discs is larger with discs of the same diameter, the characteristic frequency decreases.

#### 4. Conclusion

We computed the behaviour of two-dimensional discs with weak cohesion in a shearing cell with blades. Though the shearing rate is constant, we observe a typical stick-slip stress signal. As the cohesion is added by way of springs linking very next neighbouring discs, we can say that the stick stage corresponds to a collective enlargement of all springs where potential energy is

accumulated. The slip stage results from the relaxing of the springs. Our stress signal becomes periodic for shearing rates values larger than a given threshold. The characteristic frequencies of the stick–slip signal depend on the dimensions of the simulation box. As the cohesion between the particles has been modelled by springs, we can say that the whole assembly of interacting particles behave as a global unique spring. Hence each characteristic frequency depends on the shearing rate. Moreover, as the shearing rate is constant, the amount of energy necessary to counterbalance dissipation is always adequate, leading to a linear evolution of the frequencies with shearing rate.

## References

- [1] Albert R, Albert I, Hombaker D, Schiffer P and Barabasi A L 1997 *Phys. Rev. E* **56** R6271
- [2] Alonso J J, Hovi J P and Herrmann H J 1998 *Phys. Rev. E* **58** 672
- [3] Barabasi A L, Albert R and Schiffer P 1999 *Physica A* **266** 366
- [4] Bocquet L, Charlaix E, Ciliverto S and Crassous J 1998 *Nature* **396** 735
- [5] Fraysse N, Thome H and Petit L 1997 *Powder and Grains 1997* ed R P Behringer and J T Jenkins (Rotterdam: Balkema)
- [6] Fraysse N, Thome H and Petit L 1999 *Eur. Phys. J. B* **11** 615
- [7] Halsey T C and Levine A J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3141
- [8] Hombaker D J, Albert R, Albert I, Barabasi A L and Schiffer P 1997 *Nature* **387** 765
- [9] Mason T G, Levine A J, Ertas D and Halsey T C 1999 *Phys. Rev. E* **60** 50 44
- [10] Nase S-T, Vargas W L, Abatan A A and McCarthy J J 2001 *Powder Technol.* **116** 214
- [11] Nedderman R M 1992 *Statics and Kinematics of Granular Materials* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [12] Ristow G H 1994 Granular dynamics: a review about recent molecular dynamics simulations of granular materials *Annual Review of Computational Physics* vol 1, ed D Stauffer (Singapore: World Scientific) p 275
- [13] Ristow G H 1996 *Europhys. Lett.* **34** 263
- [14] Olivi-Tran N, Fraysse N, Girard P, Ramonda M and Chatain D 2002 *Eur. Phys. J. B* **25** 217
- [15] Olivi-Tran N, Pozo O and Fraysse N 2004 *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.* **12** 671
- [16] Restagno F, Bocquet L and Charlaix E 2004 *Eur. Phys. J. E* **14** 177
- [17] Samadani A and Kudrolli A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5102
- [18] Pozo O, Fraysse N and Olivi-Tran N 2005 *Powder and Grains 2005* ed R Garca-Rojo, H J Herrmann and S McNamara (Rotterdam: Balkema)

# Quatrième partie

## Conclusion et perspectives



# Chapitre 7

## Principaux résultats

Le travail qui a été réalisé au cours de cette thèse est articulé autour de deux thématiques centrées sur les matériaux granulaires :

- la mesure de la contrainte du cisaillement au sein d’un milieu granulaire,
- l’effet que produit l’humidité au sein d’un milieu granulaire soumis à un cisaillement.

A l’aide d’une nouvelle et innovante expérience construite au LPMC à Nice, nous avons étudié le comportement de la contrainte au sein d’un milieu granulaire soumis à un cisaillement à vitesse imposée. Cette expérience nous a permis d’étudier ce comportement à différents taux d’humidité contrôlés à  $\pm 1\%$ .

D’abord nous avons identifié que la contrainte de cisaillement du milieu granulaire est un signal avec fluctuations, ces fluctuations correspondant dans certains cas à un signal continu bruité et pour certains taux d’humidité, à un signal de ”stick-slip”, c’est-à-dire une alternance d’états dynamiques et statiques de la force de frottement. Plus précisément, pour des billes de verre avec un diamètre moyen de  $357.5 \mu\text{m}$ , à une vitesse d’entraînement de  $0.84 \text{ mrad.s}^{-1}$  : pour un taux d’humidité compris entre 10% et 80%, le signal est bruité ; pour un taux d’humidité compris entre 80% et 90%, le signal devient un signal de ”stick-slip” et pour un taux d’humidité plus élevé, le signal redevient bruité. A la différence du cas du frottement entre deux solides, nous avons observé que les fluctuations de la contrainte au sein du milieu granulaire sont très irrégulières dans les cas de stick-slip. Ce comportement irrégulier de la contrainte de cisaillement est lié au caractère granulaire du milieu. Le comportement de ”stick-slip” est dû à l’apparition des ponts capillaires dans le milieu granulaire. Lorsque le taux d’humidité augmente encore, les ponts capillaires augmentent au sein du milieu granulaire et la contrainte de cisaillement devient bruitée : les effets de lubrification au sein du milieu granulaire commencent à jouer un rôle dans la friction.

D’autre part, nous avons identifié que la contrainte est caractérisée par deux régimes : un régime *transitoire* et un régime *stationnaire*. Le régime *transitoire* n’est pas reproductible et dépend fortement des conditions initiales ; le régime *stationnaire* est reproductible



(pour des mêmes conditions expérimentales : taux d'humidité, contrainte normale, vitesse angulaire d'entraînement). Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé une étude des paramètres qui caractérisent le régime stationnaire en fonction de l'humidité, ces paramètres étant : la moyenne de la contrainte, la durée des événements : augmentation et diminution de la contrainte de cisaillement, les maxima et minima de la contrainte et l'amplitude des fluctuations. D'après cette étude, la moyenne de la contrainte de cisaillement augmente significativement pour des taux d'humidité supérieurs à 85 % ; lorsque la quantité d'eau augmente dans le milieu granulaire, la force de friction dans la bande de cisaillement augmente. Cela n'est pas surprenant et cela est en accord avec plusieurs études expérimentales de l'angle d'avalanche déjà rapportées dans la littérature [15, 62, 63].

Nous avons étudié en détail le comportement de la contrainte de cisaillement. D'abord, nous avons analysé la valeur maximale de la friction dans la bande de cisaillement et obtenu que cette valeur est non-linéaire en fonction du taux d'humidité, c'est-à-dire de la quantité d'eau entre les billes. Cette non-linéarité correspond à la théorie de Halsey et Levine, dans laquelle ils modélisent la force qui se produit pour des ponts liquides en fonction de la quantité d'eau entre deux billes, dans le cas statique. On ne peut pas identifier les trois régimes qu'ils prédisent, mais bien entendu on observe la non-linéarité pour toutes les expériences que nous avons réalisées.

Sous l'hypothèse que si la contrainte diminue, le milieu granulaire glisse, on peut dire, à partir de l'analyse de la durée des événements correspondant à une diminution de la contrainte, que le déplacement maximum est compris entre 0.2 et 1 diamètre de billes, donc le glissement se produit à l'échelle du grain. Cela nous indique que des mesures à des petites échelles peuvent être effectuées. Le milieu granulaire pendant le glissement se trouve dans un état dynamique ; nous avons analysé l'amplitude des fluctuations de la contrainte de cisaillement lorsque la contrainte diminue, et nous avons pu observer les effets produits par l'humidité dans le cas dynamique.

Nous avons identifié trois états du milieu granulaire dans le cas dynamique en fonction du taux d'humidité : un état granulaire au dessous de 50% de taux d'humidité, un état corrélé entre 50% et 90% de taux d'humidité et un état viscoplastique au dessus de 90% de taux d'humidité, en reprenant les états proposés par Tegzes [46].

Deux processus ont été proposés afin d'expliquer ce comportement à l'échelle du grain :

- *processus mécanique* : ce processus suit les règles de formation des ponts capillaires ; pour un taux d'humidité  $< 50\%$ , la quantité d'eau entre les grains n'est pas suffisante pour changer la contrainte de cisaillement par rapport au cas d'un milieu granulaire sec ; pour un taux d'humidité entre 50% et 90%, la force produite par les ponts capillaires est suffisamment élevée pour introduire une force de cohésion entre les grains et le glissement du milieu n'est pas capable de casser tous les ponts liquides du fait de leur élasticité (tension de surface) ; pour un taux d'humidité  $> 90\%$ , la

quantité d'eau entre les grains est grande alors il se produit une lubrification entre les grains, donc la friction entre les grains diminue.

- *processus chimique* : ce processus est basé sur la réactivité chimique des composants du système granulaire humide (verre et eau). Pour des taux d'humidité au dessous de 50% et plus élevés que 90%, le mécanisme est le même que dans le processus mécanique (friction et lubrification entre les grains). Pour un niveau d'humidité entre 50% et 90%, l'eau attaque la surface des grains et il se forme un gel à la surface des grains, dans ce cas il ne se forme pas de ponts liquides, par contre la force microscopique est produite par la cohésivité du gel.

Ces deux processus peuvent se produire de façon simultanée et peuvent jouer dans le comportement du milieu granulaire pendant le cisaillement.

Nous avons étudié le comportement de la contrainte de cisaillement en changeant la raideur de torsion de la lame par laquelle le milieu granulaire est entraîné. Dans ce cas nous avons observé un signal de "stick-slip" bien défini : la contrainte augmente avec une pente donnée par la raideur de l'appareillage, ensuite il existe une chute brutale de la contrainte de cisaillement. Pour des faibles taux d'humidité, le "stick-slip" est irrégulier et on n'observe pas de fréquence caractéristique, cela veut dire que le milieu granulaire se comporte comme un milieu divisé, la liberté de mouvement des grains permet que les contraintes soient irrégulières et faciles à casser. Pour des taux d'humidité élevés, nous avons identifié les comportements suivants : apparition de la fréquence naturelle du système lame de torsion-milieu granulaire, augmentation de l'amplitude de la contrainte de cisaillement et comportement non-linéaire de la contrainte de cisaillement pendant l'événement de "stick".

Dans cette thèse, d'autres comportements ont été rapportés concernant *le vieillissement* : nous montrons que le vieillissement d'un milieu granulaire (composé de billes de verre) sous cisaillement est caractérisé par une diminution de la résistance au cisaillement jusqu'à 50% de la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement ; ce comportement est surprenant parce d'autres résultats de vieillissement montrent au contraire une augmentation des forces [23, 24]. Le fait que le vieillissement produit une diminution de la contrainte de cisaillement veut dire que la rupture des contacts dans la bande de cisaillement est modifiée. Nous avons observé que, après avoir "vieilli" le système, on peut le "rajeunir" en le cisillant de façon continue, et que la bande de cisaillement retrouve son état initial. A partir de ces résultats, nous avons proposé la formation d'amas dans le milieu granulaire pendant le processus de vieillissement, ces amas peuvent être produits par les processus mécanique et chimique déjà décrits. Ces amas vont être cassés pendant un cisaillement de longue durée et le milieu granulaire retrouve son état initial.

Afin de reproduire ces résultats nous avons utilisé un modèle de cohésion par capillarité déjà proposé par Olivi-Tran [20], et nous avons fait une série de simulations

numériques de dynamique moléculaire à deux dimensions en utilisant ce modèle. Les analyses numériques sont en accord avec les expériences : un signal très irrégulier de la contrainte au sein du milieu granulaire à raideur infinie et faibles vitesses, comme dans nos résultats expérimentaux à une raideur de torsion très forte. Par contre, si on augmente la vitesse d'entraînement du couvercle dans les simulations numériques, le signal devient périodique : la fréquence est linéaire avec la vitesse d'entraînement. Cela veut dire que le milieu granulaire cohésif peut se comporter comme un oscillateur harmonique unique si la vitesse d'entraînement est élevée.

En conclusion, nous avons étudié la contrainte de cisaillement au sein d'un milieu granulaire en fonction du taux d'humidité. Nous avons trouvé des effets de l'humidité à l'échelle du grain et des effets sur la friction dans la bande de cisaillement. Nous avons démontré que les effets de l'humidité ne se limitent pas à un effet spatial (formation de ponts liquides ou de ponts solides) mais sont aussi des effets temporels. Nous avons trouvé que cet effet temporel se caractérise par une diminution de la contrainte de cisaillement dans le cas d'un milieu granulaire cisailé, et que cet effet peut être réversible si on cisaille le système sur une longue durée. De la part des simulations, nous montrons des résultats de cisaillement au sein du milieu granulaire où le modèle de cohésion est défini par un modèle mécanique afin d'établir les forces de capillarité, ces simulations ne prennent pas en compte l'interaction chimique entre l'eau et le verre. Malgré cela, nous avons trouvé un bon accord avec le signal mesuré expérimentalement à forte raideur.

# Chapitre 8

## Perspectives

Les développements possibles des travaux présentés s'orientent dans différentes directions :

- Premièrement, il s'agit de l'étude de la dilatance du milieu granulaire pendant le "stick-slip". Il a déjà été démontré que la dilatance du milieu granulaire est liée au comportement de "stick-slip" (voir section 1.2) : comment l'humidité joue-t-elle sur la dilatance du milieu ? C'est peut-être une question importante pour mieux comprendre l'évolution des forces à l'échelle du grain.
- Comment évolue la bande de cisaillement ? On envisage de construire une expérience où on pourra observer l'évolution de la bande de cisaillement avec le taux d'humidité, cette expérience permettra de caractériser la largeur de la bande de cisaillement, et de comprendre son évolution avec le temps.
- Est-ce que d'autres types d'expériences permettraient d'étudier les effets mécanique et chimique de façon séparée ? L'utilisation de billes de PMMA ne semble pas être l'idéal pour cette étude du fait de leur coefficient de friction très faible et de leur angle de mouillage grand.
- Peut-on modéliser le vieillissement du milieu granulaire dans une étude numérique et obtenir les propriétés de rajeunissement sous cisaillement ? Cela pourrait permettre de comprendre quelles interactions se produisent dans le milieu granulaire pendant le processus du vieillissement et pourquoi la résistance au cisaillement retrouve la valeur initiale si on cisaille longtemps le système vieilli.

On peut se poser encore beaucoup de questions autour de l'étude que nous avons réalisée et concernant les milieux granulaires cohésifs. L'étude des matériaux granulaires reste confrontée à un important challenge, il faut encore pousser l'étude de leur comportement dans différents contextes pratiques de façon à identifier les traits essentiels à leur description à l'échelle du grain.



# ANNEXE



# Annexe A

## Introduction à la dynamique moléculaire : description du modèle

Notre but est d'étudier les effets produits par l'humidité au sein du milieu granulaire. Afin d'obtenir une simulation du problème à deux dimensions, nous avons utilisé la méthode de la dynamique moléculaire; cette méthode consiste à calculer l'évolution d'un système de particules au cours du temps. Dans ces simulations, le temps évolue de manière discrète et l'on souhaite connaître la position et la vitesse à chaque pas de temps. Le calcul des forces d'interaction entre les particules permet de déterminer l'évolution des vitesses, et donc des positions, en utilisant les lois de la dynamique classique de Newton. L'objectif sera d'obtenir des résultats sur la contrainte de cisaillement qui se forme au sein du milieu granulaire dans une cellule modélisant la cellule expérimentale de cisaillement (déjà discutée dans le chapitre 4), en utilisant des modèles de la littérature pour les forces de cohésion et les forces de contact. Dans notre cas, les forces qui vont agir dans l'ensemble du milieu granulaire vont être :

- la force de gravité,
- la force produite par les chocs entre les grains, elle sera composée par une force normale et une force tangentielle.
- la force de cohésion, qui va modéliser l'humidité dans l'ensemble granulaire, elle sera composée par une force normale.

Ces forces sont détaillées dans la section 6.2. Avec le calcul du déplacement des particules en fonction des forces qui agissent, on peut alors suivre l'évolution globale du système. Afin d'obtenir ce calcul, nous suivons l'algorithme suivant :

1. l'initialisation positionne les particules.
2. nous détectons les possibles interactions entre les particules.
3. nous calculons les forces qui agissent sur chaque particule (cohésion, gravité, frottement).
4. les équations du mouvement sont intégrées simultanément dans l'ensemble du système.



5. on enregistre les grandeurs (position, vitesse, accélération)

Les pas 2,3,4 et 5 sont répétés sur la durée totale de notre simulation.

### A.0.1 Initialisation

D'abord nous allons initialiser le programme de dynamique moléculaire. Cela consiste à donner à chaque particule  $i$  un diamètre  $d_i$ , une masse  $m_i$ , une position  $(x_i, y_i)$ . Nous allons simuler les disques, le milieu granulaire à deux dimensions, dans une cellule de cisaillement avec des pales (voir figure A.1a). D'abord on définit les parois qui vont composer la cellule de cisaillement et ensuite on introduit les disques.

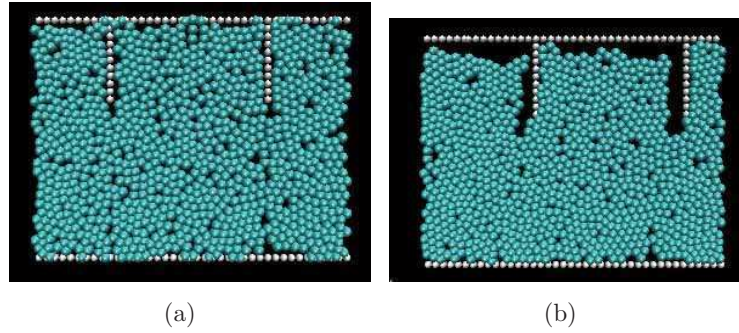


FIG. A.1 – Clichés de la cellule de cisaillement à deux dimensions. (a) Premier cliché pendant l'initialisation du système; (b) cliché après avoir "allumé" les forces dans le système (cohésion, vitesse imposée, gravité, frottement).

Dans la figure A.1, on observe qu'il y a une paroi inférieure horizontale qui sert de sol, cette paroi inférieure est composée par des disques à vitesse nulle et masse grande par rapport à celle des disques qui composent le milieu granulaire. Ensuite, on définit une paroi supérieure horizontale, cette paroi se trouve à une distance  $L$  qui va définir la hauteur de la cellule, dans un premier temps cette paroi est composée par des particules à vitesse nulle et masse beaucoup plus grande que celle du milieu granulaire. Après avoir défini la paroi supérieure, on introduit les parois verticales qui vont entraîner le milieu granulaire (voir figure A.1a). D'un point de vue pratique, les parois étant composées par des particules qui sont soit fixées en position, soit mobiles à une vitesse imposée, nous pouvons utiliser l'algorithme de la dynamique moléculaire pour calculer les interactions du milieu granulaire avec les parois, puisque cela veut dire que les particules qui composent les parois vont interagir comme des particules avec les particules qui composent le milieu granulaire.

Après avoir défini les parois supérieure et inférieure, on introduit de façon aléatoire les particules qui constituent le milieu granulaire (disques) à l'intérieur de la cellule de cisaillement en excluant les espaces déjà pris par les particules qui composent les parois.

Ensuite, nous introduisons les forces qui vont agir sur l'ensemble des particules (parois et milieu granulaire). La gravité va faire que toutes les particules tombent sur la paroi inférieure, également la paroi supérieure va tomber. La cellule de cisaillement est prête pour l'expérience. Dans la figure A.1b, on observe un cliché après avoir imposée une vitesse à la paroi supérieure (couvercle). On peut observer que si la paroi supérieure bouge à une vitesse constante, le milieu granulaire va être entraîné de façon similaire à notre expérience (voir chapitre 4). Cependant, dans ces simulations la raideur du système d'entraînement des pales à vitesse constant est infinie ; dans nos expériences, même si la constante de raideur est très grande, elle a une valeur finie.

### A.0.2 Détection des interactions

Après avoir initialisé le système, nous devons détecter les interactions entre particules. Dans un système de  $N$  particules, l'idée la plus simple consiste à examiner l'ensemble des paires ; le nombre de paires est donné par  $N(N - 1)/2$ , ce qui correspond au nombre de contacts possibles (figure A.2). Le temps de calcul avec cette méthode croît comme  $N^2$ , ceci signifie que si l'on double le nombre de particules, on multiplie par 4 le nombre de calculs à effectuer. Par conséquent, l'utilisation de cette méthode n'est possible que pour de faibles nombres de particules. Mais il est possible d'optimiser cette méthode pour éviter de prendre en compte deux fois la même paire en cherchant les particules voisines. Il existe des méthodes plus élaborées dont les implémentations sont complexes : la méthode de partitionnement en cellules ou la méthode de liste de Verlet. Ces méthodes sont traitées en détails dans l'ouvrage classique de Rappaport [80].

#### Partitionnement en cellules

La méthode des cellules consiste à diviser l'espace en cellules carrées virtuelles de taille  $R_{cell}$  (voir figure A.3). Si on prend soin de choisir pour  $R_{cell}$  une valeur supérieure au rayon maximum des particules pour chaque cellule, il suffit de chercher les contacts entre les particules qui se trouvent dans les 8 cellules contiguës.

Une fois les paires des cellules voisines connues, celles-ci sont parcourues successivement et les couples de particules contenues dans ces cellules sont considérés comme des interactions possibles et sont donc testés. Si les particules sont suffisamment proches pour interagir, la paire considérée est répertoriée comme une interaction, c'est-à-dire un contact pour un assemblage granulaire. Cette technique permet de réduire considérablement le volume de calcul, dans ce cas le temps de calcul croît comme  $N$ , ce qui est un gain considérable. Au cours des simulations, les particules en mouvement peuvent être amenées à se déplacer de cellules en cellules. Il faut donc réassigner les particules aux nouvelles cellules et rechercher les paires d'interactions à chaque fois que cela est nécessaire, a priori à chaque pas de temps.

Cette méthode de subdivision en cellules est très souvent employée comme composante

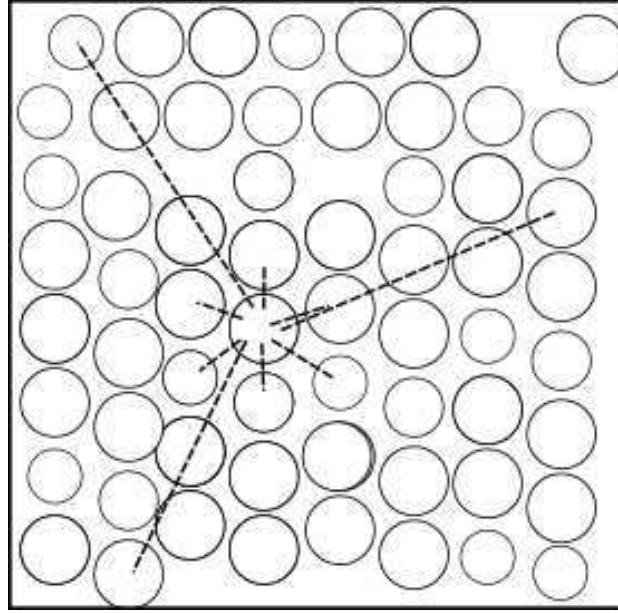


FIG. A.2 – Recherche des paires de  $N$  particules en interactions sur tout l'ensemble. L'évaluation est faite en cherchant les possibles contacts dans toutes les paires possible ( $N \times N$ ) du système granulaire.

d'une autre méthode de détection des interactions, la méthode de voisinage de particules (pour plus de détails sur cette méthode, voir le livre de Rappaport [80]).

### Liste de Verlet

La méthode de la liste de Verlet consiste à établir pour chaque particule  $i$  une liste  $L_i$  de particules proches qui constituent des contacts potentiels. Ensuite, on conserve cette liste pendant plusieurs pas de temps parce que les mouvements des grains sont infinitésimaux entre deux pas de temps consécutifs. Il faut actualiser la liste après un certain laps de temps. Dans la figure A.4, on voit un schéma de la liste de Verlet.

D'abord, nous calculons pour chaque particule les éléments de la liste de Verlet. Comme, on l'a déjà vu dans la première partie de la section A.0.2, il faut examiner les  $N(N - 1)/2$  particules qui se trouvent à une distance inférieure à  $R_{Verlet}$  (rayon de Verlet). Cette étape coûte un temps de calcul  $N^2$ . Le problème si une particule  $j$  se déplace hors du rayon de Verlet, est que cette particule  $j$  pourrait entrer en collision avec une particule  $i$ , et si la particule  $j$  n'est pas identifiée comme contact possible, la dynamique des particules sera mal reproduite. Il faut donc réactualiser au moment opportun la liste de Verlet. La recherche de voisins parmi la liste  $L_i$  coûte un temps proportionnel à  $N$ . La valeur de  $R_{Verlet}$  doit être choisie de façon précise. Par exemple, si  $R_{Verlet}$  est trop élevée, la recherche de contacts dans la liste prendra beaucoup de temps,

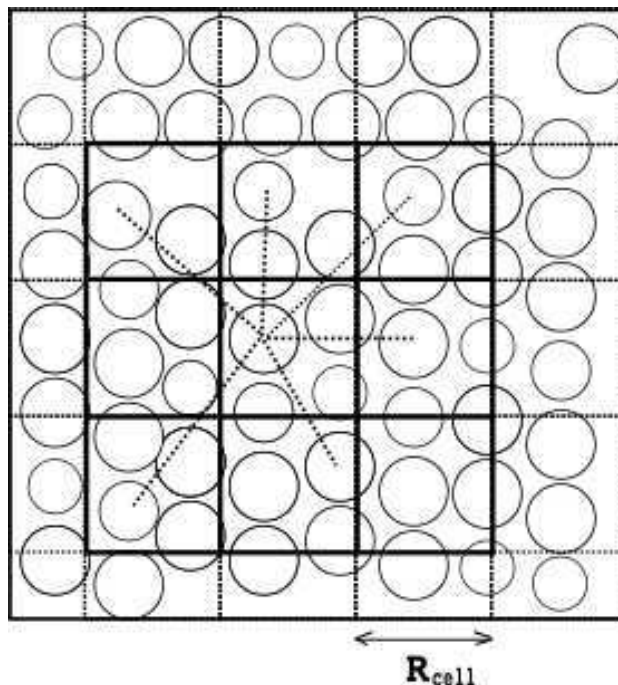


FIG. A.3 – Partitionnement de l'espace en cellules carrées permettant de définir un voisinage. L'évaluation pour chercher des particules qui sont en contacts est faite dans les cellules voisines.

et si  $R_{Verlet}$  est trop petite, il faudra actualiser les listes trop fréquemment. Nous avons utilisé une distance  $R_{Verlet}$  de l'ordre de quelques rayons  $d_i/2$ .

### A.0.3 Conditions de bord périodiques

Souvent, on ne s'intéresse pas au comportement des particules près des frontières, mais l'on cherche plutôt à décrire l'état homogène interne d'un système; seulement, les capacités de calcul dont on dispose introduisent des limitations sur le nombre de particules donc sur la taille du système. La solution qu'on utilise consiste à ne pas considérer des frontières réelles mais des frontières virtuelles. Il est possible de définir un système qui est limité à une taille  $L_x$  mais qui est libre de frontières physiques en utilisant des conditions de bord périodiques. Le but de cette technique est de s'affranchir des effets de bord et de tenter de simuler un système infini dans une direction. La figure A.5 montre une vue schématique d'un système avec des conditions aux limites périodiques. Sur cette exemple, les particules noires sont en contact.

Afin d'obtenir cette condition, on redéfinit les positions de chaque particule suivant

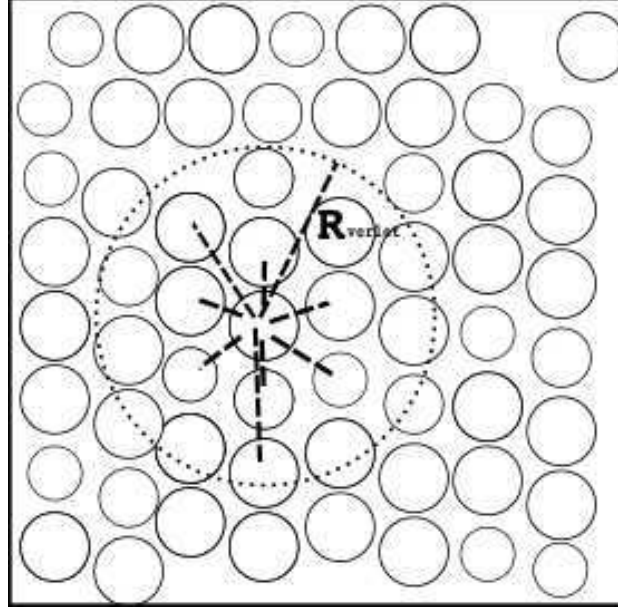


FIG. A.4 – La liste de Verlet : on cherche les contacts possibles parmi les particules situées dans un rayon  $R_{Verlet}$ .

l'axe des  $x$ .

$$X(x) = \begin{cases} x + L_x & \text{si } x < 0 \\ x - L_x & \text{si } x > L_x \\ x & \text{dans les autres cas} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Le système est périodique selon  $x$ .

#### A.0.4 Intégration des équations du mouvement

Après avoir défini les forces qui vont agir sur les particules, il faut résoudre numériquement les équations du mouvement. La force totale qui est exercée sur une particule  $i$  par les autres particules est donnée par :

$$\vec{f}_i = f_n + f_s \quad (\text{A.2})$$

où  $f_n$  est la force normale (soit l'interaction cohésive, soit l'interaction de répulsion),  $f_s$  est la force tangentielle donnée par la force de friction.

Le mouvement de la particule peut être décomposé en un mouvement de translation et un mouvement de rotation. On écrit l'équation du mouvement de translation sous la forme :

$$m(\ddot{\vec{x}}_i - \vec{g}) = \vec{f}_i \quad (\text{A.3})$$

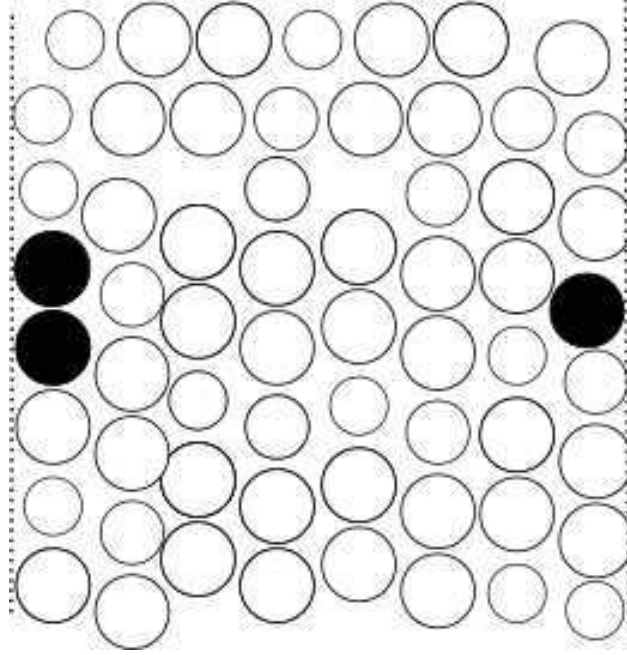


FIG. A.5 – Schéma des conditions de bord périodiques. Les particules noires sur les bords droit et gauche sont en contact.

où  $m$  est la masse de la particule,  $\vec{f}_i$  est la force résultante de toutes les forces appliquées sur la particule  $i$ ,  $\vec{g}$  est l'accélération gravitationnelle.

L'équation pour le mouvement de rotation s'écrit comme :

$$I\dot{\omega}_i = \vec{M}_i \quad (\text{A.4})$$

où  $I$  est le moment d'inertie de la particule, et  $\vec{M}_i$  est le moment résultant sur la particule.

La résolution numérique consiste à calculer les coordonnées (positions et angles) à l'instant  $t + dt$  à partir de celles à  $t$ . L'idée la plus basique est de considérer que :

$$x(t + dt) = x(t) + \partial_t(x(t)) \quad (\text{A.5})$$

Les erreurs introduites par cette méthode s'amplifient au cours de la simulation et peuvent conduire à des résultats erronés. Il existe de nombreuses autres méthodes d'intégration : les variantes "leap-frog" et "Verlet" et la méthode "Prédicteur - Correcteur". Nous allons travailler avec cette dernière méthode.



### L'algorithme Prédicteur-Correcteur

Le principe de cet algorithme est d'utiliser les positions et leur  $n$ -ièmes dérivées temporelles au temps  $t$ , afin de prédire grâce au développement de Taylor leurs valeurs au temps  $t + dt$ . Ce calcul introduit des erreurs, mais il est possible de calculer l'accélération de la particule à la position prédite. On compare alors cette valeur à l'accélération prédite par le développement de Taylor. L'écart entre ces deux valeurs, notée  $\Delta x_2$ , quantifie l'erreur commise, on peut utiliser cette erreur afin d'ajuster les prédictions des autres dérivées. La correction s'effectue grâce à des coefficients nommés coefficients de Gear. Considérons le développement de Taylor de  $x(t + dt)$  à l'ordre 4 :

$$x(t + dt) = x(t) + \partial_t(x(t))dt + \partial_t^2(x(t))\frac{dt^2}{2} + \partial_t^3(x(t))\frac{dt^3}{3!} + \partial_t^4(x(t))\frac{dt^4}{4!} + o(dt^4) \quad (\text{A.6})$$

Introduisons les notations suivantes :

$$\begin{cases} x_0(t) &= x(t) \\ x_1(t) &= \partial_t(x(t))dt \\ x_2(t) &= \partial_t^2(x(t))\frac{dt^2}{2} \\ x_3(t) &= \partial_t^3(x(t))\frac{dt^3}{3!} \\ x_4(t) &= \partial_t^4(x(t))\frac{dt^4}{4!} \end{cases}$$

A l'instant initial  $t$ , on attribue aux grains une position et une vitesse initiale. Les grains ne sont pas en contact et nous avons :  $\partial_t^2(x(t)) = g$ ,  $\partial_t^3(x(t)) = \partial_t^4(x(t)) = 0$ . De façon générale, on prédit les valeurs à l'instant  $t + dt$  à partir de celles à l'instant  $t$  :

$$\begin{cases} x_0^{predict}(t + dt) &= x_0(t) + x_1(t) + x_2(t) + x_3(t) + x_4(t) \\ x_1^{predict}(t + dt) &= x_1(t) + 2x_2(t) + 3x_3(t) + 4x_4(t) \\ x_2^{predict}(t + dt) &= x_2(t) + 3x_3(t) + 6x_4(t) \\ x_3^{predict}(t + dt) &= x_3(t) + 4x_4(t) \\ x_4^{predict}(t + dt) &= x_4(t) \end{cases}$$

Alors, comme on a prédit les valeurs, on peut calculer l'accélération corrigée définie par l'accélération à la position  $x^{predict}$  :

$$x_2^{corrigé} = \frac{2}{dt^2} \frac{f(x_0^{predict}, x_1^{predict})}{m}$$

où  $f$  est la force totale sur la particule. L'écart entre la valeur de l'accélération prédite et celle calculée à la position  $x^{predict}$  permet de quantifier l'erreur qui a été introduite lors du calcul de  $x_2^{predict}$ . L'erreur est donnée par :

$$\Delta x_2 = x_2^{corrigé} - x_2^{predict}$$

Ensuite, on corrige les autres dérivées en utilisant les coefficients de Gear.

$$x_2^{corrigé} = x_2^{prédit} + C_n \Delta x_2$$

La détermination de ces coefficients est empirique :

$$\begin{cases} C_0 &= 19/90 \\ C_1 &= 3/4 \\ C_2 &= 1 \\ C_3 &= 1/2 \\ C_4 &= 1/12 \end{cases}$$

L'algorithme "Prédicteur-Correcteur" a une précision de l'ordre de  $dt^5$ .





# Bibliographie

- [1] F. HESLOT, T. BAUMBERGER, B. PERRIN, B. CAROLI, et C. CAROLI. “Creep, stick-slip, and dry-friction dynamics : Experiments and a heuristic model”. *Phys. Rev. E*, vol. 49, n° 6, page 4973, 1994.
- [2] T. BAUMBERGER, P. BERTHOUD, et C. CAROLI. “Physical analysis of the state- and rate- dependent friction law, II. Dynamic friction”. *Phys. Rev. B*, vol. 60, n° 6, page 3928, 1999.
- [3] J. H. DIETERICH. “Modeling of rock friction : experimental results and constitutive equations”. *J. of Geophysical Res.*, vol. 84, n° B5, page 2161, 1979.
- [4] S. NASUNO, A. KUDROLI, et J. P. GOLLUB. “Friction in granular layers : Hysteresis and Precursors”. *Phys. Rev. Letters*, vol. 79, n° 5, page 949, 1997.
- [5] S. NASUNO, A. KUDROLI, A. BAK, et J. P. GOLLUB. “Time-resolved studies of stick-slip in sheared granular layers”. *Phys. Rev. E*, vol. 58, n° 2B, page 2161, 1998.
- [6] F. LACOMBE, S. ZAPPERI, et H. J. HERRMANN. “Dilatancy and friction in sheared granular media”. *Eur. Phys. J. E*, vol. 2, page 181, 2000.
- [7] M. LUBERT et A. DE RYCK. “Slip events and dilatancy in a sheared fine noncohesive powder”. *Phys. Rev. E*, vol. 63, n° 02, page 021502, 2001.
- [8] C. COSTE. “Shearing of a confined layer : tangential stress and dilatancy”. *Phys. Rev. E*, vol. 70, n° 5, page 051302, 2004.
- [9] K. MAIR, K.M FRYE, et C. MARONE. “Influence of grain characteristics on the friction of granular zones”. *J. of Geophysical Research*, vol. 107, n° 10, page 2219, 2002.
- [10] K. M. FRYE et C. MARONE. “The effect of particle on granular friction in laboratory shear zones”. *Geophys. Res. Letters*, vol. 29, n° 19, page 22, 2002.
- [11] J. TÖRÖK, S. KRISHNAMURTHY, J. KERTÉSZ, et S. ROUX. “Aging and self-organization of shear bands in granular materials”. *Physica A*, vol. 274, page 374, 1999.
- [12] D. FENISTEIN et M. VAN HECKE. “Wide shear zones in granular bulk flow”. *Nature*, vol. 425, page 256, 2003.

- [13] I. ALBERT, P. TEGZES, R. ALBERT, J.G. SAMPLE, A.-L. BARABÁSI, B. KAHNG, et P. SCHIFFER. "Stick-slip fluctuations in granular drag". *Phys. Rev. E*, vol. 64, n° 3, page 1307, 2001.
- [14] J. GENG et R. P. BEHRINGER. "Slow drag in 2D granular media". *arXiv : cond-mat/0406327*, 2004.
- [15] N. FRAYSSE, H. THOMÉ, et L. PETIT. "Humidity effects on the stability of a sandpile". *Eur. Phys. J. B*, vol. 11, page 615, 1999.
- [16] D. GEROMICHALOS, M. SCHEEL, et S. HERMINGHAUS. "Fluidization of wet granular matter". *arXiv : cond-mat/0309038*, 2004.
- [17] K. M. FRYE et C. MARONE. "Effect of humidity on granular friction at room temperature". *J. of Geophys. Res.*, vol. 107, n° B11, page 2309, 2002.
- [18] R. CAIN, N. W. PAGE, et S. BIGGS. "Microscopic and macroscopic aspects of stick-slip motion in granular shear". *Phys. Rev. E*, vol. 64, n° 1, page 016413, 2001.
- [19] J. H. DIETERICH et G. CONRAD. "Effect of humidity on time- and velocity-dependent friction in rocks". *J. of Geophys. Res.*, vol. 89, n° B6, page 4196, 1984.
- [20] N. OLIVI-TRAN, N. FRAYSSE, P. GIRARD, M. RAMONDA, et D. CHATAIN. "Modeling and simulations of the behavior of glass particles in a rotating drum in heptane and water vapor atmospheres". *Eur. Phys. J. B*, vol. 25, n° 2, page 217, 2002.
- [21] F. RESTAGNO. *Interactions entre contacts solides et cinétique de la condensation capillaire. Aspects macroscopiques et aspects microscopiques*. Thèse à l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2000.
- [22] T. HALSEY et A. LEVINE. "How sandcastles fall". *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, n° 14, page 3141, 1998.
- [23] L. BOCQUET, E. CHARLAIX, S. CILIBERTO, et J. CRASSOUS. "Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation". *Nature*, vol. 396, page 735, 1998.
- [24] F. RESTAGNO, C. URSINI, H. GAYVALLET, et E. CHARLAIX. "Ageing in humid granular media". *Phys. Rev. E*, vol. 66, page 021304, 2002.
- [25] G. OVARLEZ et E. CLEMENT. "Slow dynamics and aging of a confined granular flow". *Phys. Rev. E*, vol. 68, n° 3, page 031302, 2003.
- [26] G. OVARLEZ. *Statique et rhéologie d'un milieu granulaire confinée*. Thèse Université Paris XI, 2002.
- [27] G. W. EHERENSTEIN, A. SCMIEMANN, A. BLEDZKI, et R. SPAUDE. "Corrosion phenomena in Glass-fiber reinforced thermosetting resins". *Handbook of ceramics and composites*, vol. 1, page 239, 1990.
- [28] W. BOBETH. *Silikat-Technik*, vol. 4, page 537, 1954.
- [29] H. GAYVALLET et J.C. GÉMINARD. "Ageing of the avalanche angle in immersed granular matter". *Eur. Phys. J. B*, vol. 30, n° 3, page 369, 2002.

- [30] C.A. COULOMB. “Sur une application des règles de maximis et minimis à quelques problèmes de statique, relatifs à l’architecture”. *Mémoires de mathématiques et de Physique, Academie Royale de Sciences*, vol. 7, page 343, 1773.
- [31] F. BOWDEN. *The friction and lubrication of solids*. Clarendon Press. Oxford, 2001.
- [32] J. H. DIETERICH. “Time-dependence in stick-slip sliding”. *Trans. Am. Geophys. Union*, vol. 51, n° 423, 1970.
- [33] J. H. DIETERICH. “Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip”. *Pure and applied geophysics*, vol. 116, page 790, 1978.
- [34] J. H. DIETERICH et B. D. KILGORE. “Direct observation of frictional contacts : New insights for state-dependent properties”. *Pageoph.*, vol. 143, n° 1/2/3, 1994.
- [35] A. RUINA. “Slip instability and state variable friction laws”. *J. of Geophysical Res.*, vol. 88, n° B12, page 10359, 1983.
- [36] T. BAUMBERGER, C. CAROLI, B. PERRIN, et O. RONSIN. “Non-linear analysis of the stick-slip motion in the creep-controlled regime of dry friction”. *Phys. Rev. E*, vol. 51, n° 5, page 4005, 1995.
- [37] T. BAUMBERGER. “Contact dynamics and friction at a solid-solid interface : material versus statistical aspects”. *Solid State Comm.*, vol. 102, n° 2-3, page 175, 1997.
- [38] P. BERTHOUD, T. BAUMBERGER, C. G’SSELL, et J-M HIVER. “Physical analysis of the state- and rate- dependent friction law : Static friction”. *Phys. Rev. B*, vol. 59, n° 22, page 14313, 1999.
- [39] G. GUTIERREZ, O. POZO, L.I. REYES, R. PAREDES, J.F. DRAKE, et E. OTT. “Simple model for reverse buoyancy in a vibrated granular system”. *Europhys. Lett.*, vol. 67, page 369, 2004.
- [40] R.R. HARTLEY, R.P. BEHRINGER, E. KOLB, G. OVARLEZ, et E. CLEMENT. “Force chains in a granular piston”. *Bulletin of the APS*, vol. 45, 2000.
- [41] J. DURAN. *Sands, powders and grains : an introduction to the physics of granular materials*. Springer, New York, 2000.
- [42] F. DALTON et D. CORCORAN. “Earthquake behavior and large event predictability in a sheared granular stick-slip system”. *arXiv : physics/0211060*.
- [43] F. DALTON et D. CORCORAN. “Self organised criticality in a sheared granular stick-slip system”. *Phys. Rev. E*, vol. 63, n° 06, page 061312, 2001.
- [44] J. GENG et R.P. BEHRINGER. “Slow drag in two-dimensional granular media”. *Phys. Rev. E*, vol. 71, n° 1, page 011302, 2005.
- [45] A. DE RYCK, R. CONDOTTA, et M. LUBERT. “Interrupted shear of granular media”. *Eur. Phys. J. E*, vol. 11, n° 2, page 159, 2003.

- [46] P. TEGZES. *Stability, avalanches, and flow in dry and wet granular materials*. Thèse Eötvös Loránd University, 2003.
- [47] N. OLIVI-TRAN, O. POZO, et N. FRAYSSE. “Constant rate shearing on two-dimensional cohesive discs”. *J. Of Phys. : Condens. Matter*, vol. 17, page 5677, 2005.
- [48] O.POZO, N.FRAYSSE, et N.OLIVI-TRAN. “Ageing in the stick-slip motion for an humid granular medium”. *Powder and Grains 2005, R.Garcia-Rojo, H.J.Herrmann, S.McNamara Eds.,A.A. Balkema, Rotterdam.*, page 625, 2003.
- [49] O.POZO, N.FRAYSSE, et N.OLIVI-TRAN. “Sheared humid granular media : From stick-slip dynamics to microscopic aspects”. *Powder and Grains 2005, R.Garcia-Rojo, H.J.Herrmann, S.McNamara Eds.,A.A. Balkema, Rotterdam.*, page 629, 2003.
- [50] O.POZO, N.FRAYSSE, et N.OLIVI-TRAN. “Sheared humid granular media : insights into microscopic aspects from experimentally and numerically observed stick-slip dynamics”. *soumis à JSTAT*.
- [51] O.POZO, B.SOULESTIN, N.FRAYSSE, et N.OLIVI-TRAN. “Stick-slip motion in grain grain friction in a humid atmosphere”. *soumis à Eur. Phys. J. B*.
- [52] J.R RICE et A. RUINA. “Stability of steady frictional slipping”. *J. Appl. Mech.*, vol. 55, page 343, 1983.
- [53] B. J. BRISCOE et D.C. EVANS. “The shear properties of Langmuir-Blodgett layers”. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, vol. 380, page 389, 1982.
- [54] M. NAKATANI. “Conceptual and physical clarification of rate and state friction : frictional sliding as a thermaly activated rheology”. *J. of Geophys. Res.*, vol. 106, page 13347, 2001.
- [55] B. N. J. PERSSON. “Theory of friction : Stress domain, relaxation and creep”. *Phys. Rev. B*, vol. 51, n° 19, page 13568, 1995.
- [56] H. A. MAKSE, S. HALVIN, P.R. KING, et H.E. STANLEY. “Spontaneous stratification in granular mixtures”. *Nature*, vol. 386, page 379, 1997.
- [57] P. A. THOMPSON et G. S. GREST. “Granular flow : friction and dilatancy transitions”. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, n° 13, page 1751, 1991.
- [58] M. LUBERT. *Aptitude à l'écoulement d'un milieu granulaire : exploitation des instabilités de cisaillement et évaluation du vieillissement*. Thèse Ecole des mines d'Albi, 2000.
- [59] W. LOSERT, J.-C. GÉMINARD, S. NASUNO, et J.P. GOLLUB. “Mechanism for slow strengthening in granular materials”. *Phys. Rev. E*, vol. 61, n° 4, page 4060, 2000.
- [60] R. ALBERT, I. ALBERT, D. HORNBAKER, P. SCHIFFER, et A.-L. BARABÁSI. “Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media”. *Phys. Rev. E*, vol. 56, n° 6, page R6271, 1997.

- [61] A. BARABASI, R. ALBERT, et P. SCHIFFER. "The physics of sandcastles : maximum angle of stability in wet and dry granular media". *Physica A*, vol. 266, n° 1, page 366, 1999.
- [62] N. FRAYSSE. "Des châteaux de sable... à la physique des granulaires humides". *Bulletin de la SFP*, vol. 124, page 20, 2000.
- [63] N. FRAYSSE et L. PETIT. "Humidité et stabilité des tas de sable". *Actes de Journées scientifiques du LCPC, Colloque Physique et mécanique des matériaux granulaires, ENPC, 5-7 sept.*, page 243, 2000.
- [64] D. J. HORNBAKER, R. ALBERT, I. ALBERT, A.L. BARABASI, et P. SCHIFFER. "What keeps sancastles standing?" *Nature*, vol. 387, page 765, 1997.
- [65] T. G. MASON, A.J. LEVINE, D. ERTAS, et T. C. HALSEY. "Critical angle of wet sandpiles". *Phys. Rev. E*, vol. 60, n° 5, page 5044, 1999.
- [66] F. RESTAGNO, L. BOCQUET, T. BIBEN, et E. CHARLAIX. "Thermally activated dynamics of the capillary condensation". *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 12, n° 8A, page A419, 2000.
- [67] A. SAMADANI et A. KUDROLLI. "Segregation transitions in wet granular matter". *Phys. Rev Lett.*, vol. 85, n° 24, page 5102, 2000.
- [68] A. SAMADANI et A. KUDROLLI. "Angle of repose and segregation in cohesive granular matter". *Phys. Rev. E*, vol. 64, n° 05, page 051301, 2001.
- [69] P. TEGZES, R. ALBERT, M. PASKVAN, A.L. BARABÁSI, T. VICSEK, et P. SHIFFER. "Liquid-induced transition in granular media". *Phys. Rev. E*, vol. 60, n° 5B, page 5823, 1999.
- [70] P. TEGZES, T. VICSEK, et P. SCHIFFER. "Avalanche dynamics in wet granular materials". *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, n° 09, page 094301, 2002.
- [71] D. GEROMICHALOS, M. M. KOHONEN, F. MUGELE, et S. HERMINGHAUS. "Mixing and condensation in a wet granular medium". *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, n° 16, page 168702, 2003.
- [72] L. BOCQUET, F. RESTAGNO, et E. CHARLAIX. "Where does a cohesive granular heap break?" *Eur. Phys. J. E*, vol. 14, n° 2, page 177, 2004.
- [73] R. NEDDERMAN. *Statics and kinematics of granular materials*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [74] F. RESTAGNO, J. CRASSOUS, C. COTTIN-BIZONNE, et E. CHARLAIX. "Adhesion between weakly rough beads". *Phys. Rev. E*, vol. 65, page 042301, 2002.
- [75] L. VANG. *Caractérisation de la contrainte seuil d'écoulement d'un milieu granulaire humide*. Rapport de stage préparé au LPMC, 2002.
- [76] C. COSTE. "Shearing of a confined granular layer : Compaction under long alternate driving, and quasielastic behavior". *Powder and Grains 2005, R.Garcia-Rojo, H.J.Herrmann, S.McNamara Eds., A.A. Balkema, Rotterdam.*, page 209, 2003.

- [77] N. OLIVI-TRAN, O. POZO, et N. FRAYSSE. “Numerical simulations of the maximum angle of stability of bi-disperse cohesive granulates”. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng*, vol. 12, n° 4, page 671, 2004.
- [78] J. SHÄFER, S. DIPPEL, et D. WOLF. “Force schemes in simulations of granular materials”. *J. Phys. I France*, vol. 6, page 5, 1996.
- [79] W. HUMPHREY, A. WALKE, et K. SCHULTEN. “VMD -Visual Molecular Dynamics”. *J. Molecular Graphics*, vol. 14, page 33, 1996.
- [80] D.C. RAPPAPORT. *The Art of Molecular Dynamics Simulation*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.